

INAUGURAL – DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich – Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht – Karls – Universität
Heidelberg

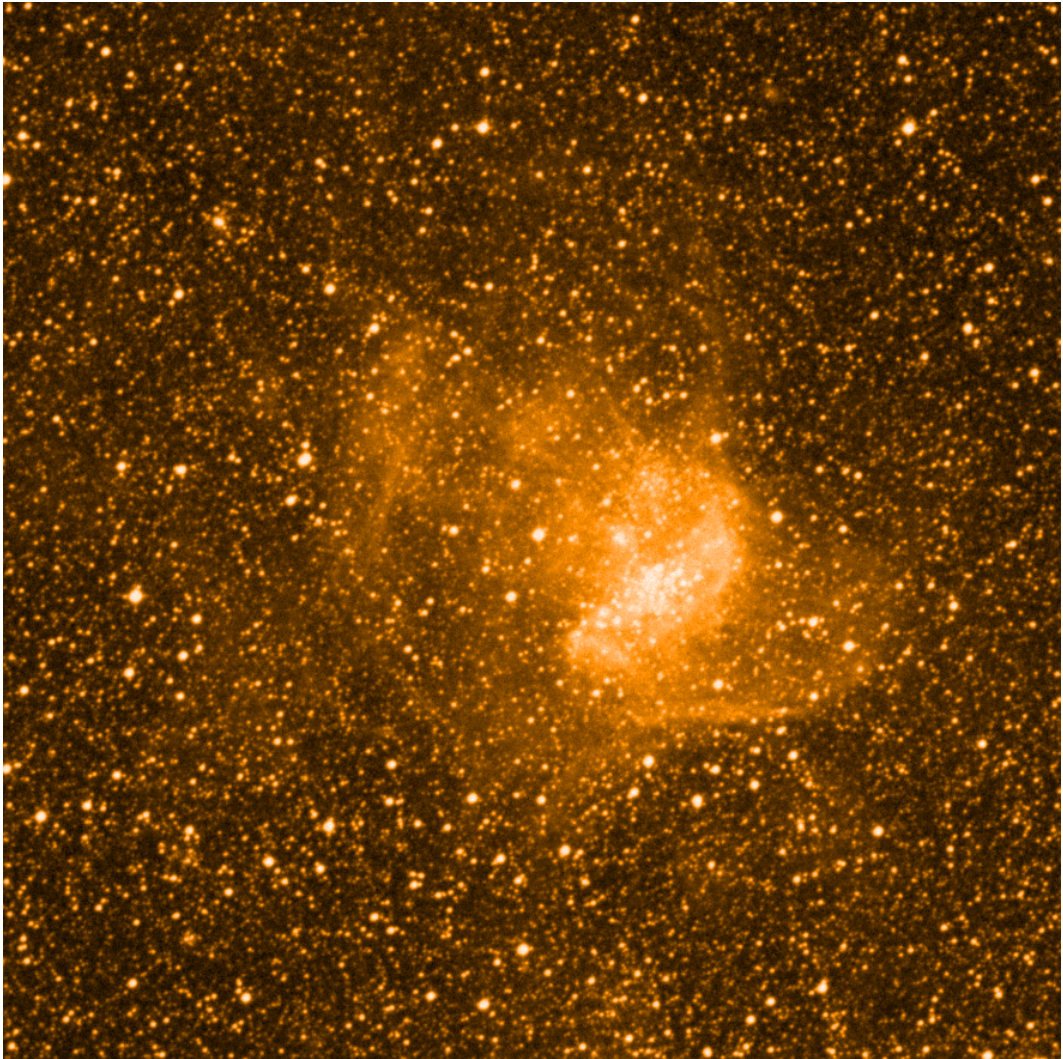
vorgelegt von
Dipl.–Phys. Jörg Schweickhardt
aus Frankfurt (Main)

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Februar 2000

γ^2 Velorum, WR 22 und HD 5980

Gutachter: Herr Prof. Dr. Bernhard Wolf

Herr Prof. Dr. Roland Wielen



NGC 346, OB-Assoziation und größte H II-Region in der Kleinen Magellanschen Wolke; an ihrem östlichen Rand (hier exakt in der Bildmitte) liegt HD 5980, ein außergewöhnliches Sternsystem mit einem Wolf-Rayet-Stern, in dem im Jahre 1994 ein LBV-ähnlicher Ausbruch stattfand.

ZUSAMMENFASSUNG

Analyse hochaufgelöster spektroskopischer Zeitserien der Wolf-Rayet–Doppelsternsysteme γ^2 Velorum, WR 22 und HD 5980

In den Jahren 1995 bis 1999 konnten mit den Echelle–Spektrographen HEROS und FEROS umfangreiche spektroskopische Zeitserien dreier Wolf-Rayet–Doppelsternsysteme (γ^2 Vel, WR 22 und HD 5980) gewonnen werden. Selbst für die langperiodischen Systeme γ^2 Vel und WR 22 ($P \sim 80$ Tage) gelangen dabei einzigartige Serien über einen kompletten Bahnlauf mit einer Zeitauflösung von einem Tag. Die den gesamten optischen Wellenlängenbereich mit hoher spektraler Auflösung abdeckenden Spektren ermöglichen es, fundamentale Sternparameter dieser Systeme abzuleiten. So liegen nun von γ^2 Vel und WR 22 jeweils vollständige Sätze an spektroskopischen Bahnelementen von hoher Genauigkeit für beide Komponenten vor. Für WR 22 wurde eine außergewöhnlich hohe Masse von $55 M_{\odot}$ ermittelt. Dies hat weitreichenden Einfluß auf die theoretischen Sternentwicklungsrechnungen massereicher Sterne. Die Diskrepanz bei bisherigen Massenbestimmungen der WR–Komponente von γ^2 Vel wurde aufgeklärt. Weiterhin konnten unter Zuhilfenahme von IUE–Daten Windbedeckungseffekte in den Spektren von γ^2 Vel gefunden werden, die eine qualitative Abschätzung der WR–Windstruktur ermöglichen und Grundlage für eine Isolation von Wind-Wind–Wechselwirkungseffekten sind. Für das extragalaktische System HD 5980 gelang die Bestimmung eines vollständigen Satzes an spektroskopischen Bahnelementen für den WR–Stern. Vorhandene Absorptionen im Spektrum konnten jedoch nicht als dem Begleiter zugehörig identifiziert werden, sondern legen den Schluß nahe, daß es sich bei HD 5980 um ein Vierfachsystem handeln muß.

ABSTRACT

Analysis of high–resolution spectroscopic time series of the Wolf-Rayet binaries γ^2 Velorum, WR 22 and HD 5980

During the period of 1995 till 1999 extensive spectroscopic time series of three Wolf-Rayet binaries (WR 22, γ^2 Vel and HD 5980) have been collected. Even for the long period systems γ^2 Vel and WR 22 ($P \sim 80$ days) it was possible to obtain unique series over one complete cycle with a time resolution of one day. With the help of these spectra, covering the complete optical wavelength region with high resolution, fundamental stellar parameter of the systems can be derived. Now, complete sets of spectroscopic orbital elements for both components with high precision are available for γ^2 Vel and WR 22. A remarkable high mass of $55 M_{\odot}$ was determined for WR 22. This has far-reaching impact on theoretical calculations concerning the evolution of massive stars. The discrepancy of former mass determinations for the WR component in γ^2 Vel has been resolved. Furthermore, with the help of IUE data, wind eclipse effects were detected in the spectra of γ^2 Vel. This enables a qualitative estimation of the WR wind structure and establishes the basis for the isolation of wind-wind interaction effects. A complete set of spectroscopic orbital elements has been determined for the WR star in the extragalactic system HD 5980. Existing absorption features in the spectra could not be identified as belonging to the companion, but suggest the conclusion that HD 5980 is a quadruple system.

Inhaltsverzeichnis

I	Einführung und Arbeitstechniken	1
1	Einleitung	3
1.1	Stand der Forschung	3
1.2	Problemstellung	5
2	Beobachtungen und Datenreduktion	7
2.1	Beobachtungen	7
2.1.1	Der HEROS-Spektrograph am ESO-50cm-Teleskop	7
2.1.2	Der FEROS-Spektrograph am ESO-1.52m-Teleskop	8
2.1.3	Der IUE-Satellit	8
2.1.4	Die Programmsterne γ^2 Vel, WR 22 und HD 5980	9
2.1.5	Daten anderer WR-Doppelsternsysteme	10
2.2	Datenreduktion	13
2.2.1	HEROS- und FEROS-Beobachtungen	13
2.2.2	IUE-Daten	14
3	Arbeitstechniken	15
3.1	Bestimmung der Bahnelemente in spektroskopischen Doppelsternen	15
3.1.1	Vermessung der Spektrallinien	15
3.1.2	Anpassung der Radialgeschwindigkeitskurve und Massenbestimmung	18
3.2	Windbedeckungseffekte in Wolf-Rayet-Sternen	22

II Einzelanalysen	25
4 WR 22	27
4.1 Einleitung	27
4.2 Bestimmung der Bahnelemente	28
4.2.1 Die Bahnperiode	28
4.2.2 Die Geschwindigkeitsamplitude des WR-Sterns	29
4.2.3 Die Geschwindigkeitsamplitude des Begleitsterns	33
4.2.4 Die restlichen Bahnelemente	36
4.3 Spektralklassifikation des Begleitsterns	38
4.4 Windbedeckungseffekte	40
4.4.1 Zyklus-zu-Zyklus-Variationen und Aufbereitung der Daten	40
4.4.2 Auswertung der dynamischen Spektren	41
4.5 Diskussion	42
5 γ^2 Velorum	47
5.1 Einleitung	47
5.2 Bestimmung der Bahnelemente	48
5.2.1 Die Bahnperiode	48
5.2.2 Die Geschwindigkeitsamplitude des WR-Sterns	50
5.2.3 Geschwindigkeitsamplitude des Begleitsterns	52
5.2.4 Die restlichen Bahnelemente	54
5.2.5 Der C III/C IV-Linienkomplex	55
5.2.6 Die Inklination	57
5.3 Windbedeckungseffekte	59
5.3.1 Zyklus-zu-Zyklus-Variationen und Aufbereitung der Daten	59
5.3.2 Analyse der Windbedeckungseffekte	60
5.4 Diskussion	69

6	HD 5980	73
6.1	Einleitung	73
6.2	Analyse der Profilvariationen	75
6.2.1	Zyklus-zu-Zyklus-Variationen	75
6.2.2	Profilvariationen während eines Bahnumlaufes	75
6.3	Bestimmung der Bahnelemente	80
6.3.1	Die Bahnperiode	80
6.3.2	Bahnelemente der Emissionslinien	81
6.3.3	Vermessung der Absorptionen	84
6.4	Diskussion	86
7	Ausblick	89
A	Beobachtungsprotokolle	93
A.1	WR 22	94
A.1.1	HEROS-Kampagne Januar – Mai 1996	94
A.1.2	FEROS Dezember 1998/Januar 1999 (Guaranteed Time I)	96
A.2	γ^2 Velorum	96
A.2.1	HEROS-Kampagne April – Juni 1995	96
A.2.2	HEROS-Kampagne Januar – Mai 1996	97
A.3	HD 5980	100
A.3.1	FEROS Oktober 1998 – Januar 1999 (Commissioning/Guaranteed Time I) . . .	100
A.3.2	FEROS Juli/August 1999 (Guaranteed Time II)	100
B	Hochaufgelöste Spektren der Programmsterne	101
B.1	WR 22	102
B.2	γ^2 Velorum	106
B.3	HD 5980	110
	Literatur	115

Abbildungsverzeichnis

3.1	Beispiele für Linienprofilfits bei WR 22 und γ^2 Vel	17
3.2	Lage der geometrischen Bahnelemente im Raum	19
4.1	Radialgeschwindigkeitsanalyse N IV $\lambda 4057.8$ bei WR 22	29
4.2	Radialgeschwindigkeitsanalyse N IV $\lambda 6219.9$ bei WR 22	31
4.3	Radialgeschwindigkeitsanalyse H 9 bei WR 22	33
4.4	Dynamisches Spektrum von He I–Absorptionen bei WR 22	34
4.5	Radialgeschwindigkeitsanalyse He I–Absorptionen bei WR 22	36
4.6	Gemittelttes Spektrum von WR 22 im Bereich $4\,471\text{ \AA}$	38
4.7	Gemittelttes Spektrum von WR 22 im Bereich $4\,542\text{ \AA}$	39
4.8	Bahnellipse des O-Sterns im System WR 22	41
5.1	Radialgeschwindigkeitsanalyse verschiedener Absorptionen bei γ^2 Vel	49
5.2	Radialgeschwindigkeitsanalyse He I $\lambda 3889$ bei γ^2 Vel	49
5.3	Radialgeschwindigkeitsanalyse C III/IV $\lambda 4650$ Komplex bei γ^2 Vel	51
5.4	Vergleich Radialgeschwindigkeitsanalyse C III/C IV $\lambda 4650$ und C IV $\lambda 4441$ bei γ^2 Vel . .	55
5.5	Polarisationsanalyse bei γ^2 Vel	57
5.6	Fehler der Polarisationsanalyse als Funktion der Inklination bei γ^2 Vel	58
5.7	Bahnellipse des O-Sterns im System γ^2 Vel	60
5.8	Dynamische Spektren schmaler Emissionen bei γ^2 Vel	62
5.9	Dynamische Spektren breiter Spektrallinien bei γ^2 Vel I	64
5.10	Dynamische Spektren breiter Spektrallinien bei γ^2 Vel II	65
5.11	Simulation von Windbedeckungseffekten bei γ^2 Vel I	67
5.12	Simulation von Windbedeckungseffekten bei γ^2 Vel II	67
5.13	Simulation von Windbedeckungseffekten bei γ^2 Vel III	68

5.14	Vergleich Radialgeschwindigkeiten C IV $\lambda 4786$ in den Jahren 1995 und 1996 bei γ^2 Vel .	71
6.1	Visuelle Helligkeitsschätzungen HD 5980 von 1987 bis 1997	74
6.2	Zyklus-zu-Zyklus-Variationen bei HD 5980	76
6.3	Dynamische Spektren charakteristischer Linien bei HD 5980	77
6.4	Änderung des Linienprofils von He II $\lambda 4685.7$ bei HD 5980	78
6.5	Änderung der Linienbreite von He II $\lambda 4685.7$ bei HD 5980	79
6.6	Vermessung der N IV $\lambda 4057.8$ -Emission bei HD 5980	81
6.7	Radialgeschwindigkeitsanalyse N IV $\lambda 4057.8$ bei HD 5980	83
6.8	Vermessung der O III $\lambda 5592.4$ -Absorption bei HD 5980	84
6.9	Radialgeschwindigkeitsanalyse O III $\lambda 5592.4$ bei HD 5980, Periode = 19.26 Tage	85
6.10	Radialgeschwindigkeitsanalyse O III $\lambda 5592.4$ bei HD 5980, Periode = 96.5 Tage	85
B.1	Spektrum WR 22 im Bereich 3 500 bis 4 500 Å	102
B.2	Spektrum WR 22 im Bereich 4 500 bis 5 500 Å	103
B.3	Spektrum WR 22 im Bereich 5 850 bis 7 050 Å	104
B.4	Spektrum WR 22 im Bereich 7 050 bis 8 450 Å	105
B.5	Spektrum γ^2 Vel im Bereich 3 500 bis 4 500 Å	106
B.6	Spektrum γ^2 Vel im Bereich 4 500 bis 5 500 Å	107
B.7	Spektrum γ^2 Vel im Bereich 5 850 bis 7 050 Å	108
B.8	Spektrum γ^2 Vel im Bereich 7 050 bis 8 450 Å	109
B.9	Spektrum HD 5980 im Bereich 3 700 bis 4 700 Å	110
B.10	Spektrum HD 5980 im Bereich 4 700 bis 5 700 Å	111
B.11	Spektrum HD 5980 im Bereich 5 700 bis 6 700 Å	112
B.12	Spektrum HD 5980 im Bereich 6 700 bis 7 700 Å	113

Tabellenverzeichnis

2.1	Wichtige Parameter der Programmsterne γ^2 Vel, WR 22 und HD 5980	10
2.2	Liste aller von der LSW beobachteter WR–Doppelsterne	12
4.1	Bahnelemente der WR–Komponente bei WR 22 I	31
4.2	Bahnelemente der WR–Komponente bei WR 22 II	32
4.3	Bahnelemente des Begleiters bei WR 22	35
4.4	Physikalische Parameter des Systems WR 22	43
4.5	Vergleich der Bahnelemente von WR 22 mit vorherigen Ergebnissen	44
5.1	Bahnelemente der WR–Komponente bei γ^2 Vel	50
5.2	Bahnelemente des Begleiters bei γ^2 Vel I	52
5.3	Bahnelemente des Begleiters bei γ^2 Vel II	53
5.4	Eingabeparameter für Windbedeckungssimulationen bei γ^2 Vel	66
5.5	Physikalische Parameter des Systems γ^2 Vel	70
5.6	Vergleich der Bahnelemente von γ^2 Vel mit vorherigen Ergebnissen	71
6.1	Bahnelemente der WR–Komponente bei HD 5980	82
6.2	Vergleich der Bahnelemente von HD 5980 mit vorherigen Ergebnissen	87

Teil I

Einführung und Arbeitstechniken

Kapitel 1

Einleitung

Heutzutage ist allgemein anerkannt, daß Sterne vom Typ Wolf-Rayet (kurz: WR) eine Gruppe bilden, die sich in einer fortgeschrittenen Phase der Entwicklung massereicher Sterne (Anfangsmassen $M_{\text{ini}} \geq 25 - 40 M_{\odot}$) befinden. Sie sind charakterisiert durch breite Emissionslinien, die in der expandierenden Gashölle des Sterns (dem sogenannten Sternwind) entstehen. Ein photosphärisches Spektrum ist im allgemeinen nicht beobachtbar; selbst das Kontinuum entsteht in den optisch dicken Schichten des Windes. Dieser erreicht Endgeschwindigkeiten von $v_{\infty} = 1\,000 - 2\,500 \text{ km s}^{-1}$. Die dabei auftretenden Massenverlusten liegen im Bereich von $\dot{M} = 2 - 10 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ pro Jahr. Bei allen WR-Sternen ist Wasserstoff im allgemeinen stark unterhäufig oder fehlt sogar ganz; das dominierende Element ist Helium. Je nachdem welche anderen chemischen Elemente neben Helium das Spektrum bestimmen, werden die WR-Sterne in die Untergruppen WN, WC bzw. WO eingeteilt. Dabei zeigen WN-Sterne Produkte des CNO-Zyklus (auf Grund der unterschiedlich langen Reaktionszeiten vorwiegend Stickstoff), hingegen ist das Spektrum der WC- und WO-Sterne von Produkten des Heliumbrennens (zuerst Kohlenstoff, im weiteren Verlauf Sauerstoff) dominiert. Bei den WO-Sternen wird Sauerstoff sogar zum häufigsten Element. Ähnlich der Harvard-Klassifikation für Hauptreihensterne werden die einzelnen WR-Klassen dezimal in Unterklassen eingeteilt, was letztlich einer Temperatursequenz entspricht. Auch für WR-Sterne hat sich dabei die Unterscheidung in frühe (WNE, WCE) und späte (WNL, WCL) Typen eingebürgert, auch wenn dies nicht den Entwicklungsstand der Sterne widerspiegelt.

Wolf-Rayet-Sterne sind selten; in der Galaxis sind bis heute etwa 220 solcher Sterne bekannt, in der LMC etwa 100 und in der SMC nur neun. Trotzdem spielen diese Sterne eine entscheidende Rolle für die Zusammensetzung und den Energiehaushalt der interstellaren Materie. Durch den starken Wind erleidet der WR-Stern einen kontinuierlichen Massenverlust. Dieser bewirkt, daß der Stern während seines Lebens ($\sim 5 \cdot 10^5$ Jahre) einen beträchtlichen Anteil seiner Masse ins All bläst. Mit seinem Wind emittiert er gleichzeitig eine riesige Menge an kinetischer Energie ($\sim 10^{51}$ erg), vergleichbar der kinetischen Energie, die bei einer Supernovaexplosion freigesetzt wird.

1.1 Stand der Forschung

Wolf-Rayet-Sterne werden derzeit in allen Wellenlängenbereichen intensiv untersucht. Der Stand der Forschung ist in mehreren zusammenfassenden Artikeln und Symposiumsbänden dargestellt. Als Beispiele seien genannt: IAU-Symposium Nr. 193 (van der Hucht et al. 1999) und Nr. 163 (van der Hucht

& Willis 1995), 33rd Liège International Astrophysical Colloquium (Vreux et al. 1996), Willis (1996), van der Hucht (1996) und van der Hucht (1992).

Obwohl die Wolf-Rayet-Sterne schon 1876 entdeckt wurden (Wolf & Rayet 1867), sind ihre Eigenschaften immer noch wenig bekannt und ihre dichten Winde völlig unzureichend verstanden. So ist immer noch nicht geklärt, welche Vorgänge letztlich zum Verlust der wasserstoffreichen Hülle führen, die einen massereichen Hauptreihenstern umgibt. Verschiedene Szenarien sind denkbar, z. B. Verlust der nur noch schwach gravitativ gebundenen wasserstoffreichen Hülle während der Phase als Roter Überriese, Verlust der Hülle in einem LBV¹-Ereignis, eine umfangreiche Vermischung auch der äußeren Schichten des Sterns (gewöhnlich stabil gegenüber Konvektion) durch schnelle Rotation oder ein extremer Massenverlust durch Massenüberfluß über den inneren Lagrangeunkt in Doppelsternsystemen.

Die Leuchtkräfte der Wolf-Rayet-Sterne sind nur ungenau bekannt. Da die extrem heißen Sterne den größten Teil ihrer Strahlung im UV aussenden, ist die genaue Bestimmung der Bolometrischen Korrektur schwierig. Zudem konzentrieren sich die Wolf-Rayet-Sterne in der galaktischen Ebene, in der sich die störende interstellare Materie häuft. Kontrovers werden auch die Effektivtemperaturen dieser Sterne diskutiert. So ermittelten verschiedene Autoren für das Doppelsternsystem V 444 Cyg 35 000 K (Hamann & Schwarz 1992) bzw. 90 000 K (Cherepashchuk et al. 1984, Pauldrach et al. 1985). Die Radiusbestimmung stellt bei WR-Sternen eine besondere Herausforderung dar, da man eine hydrostatische Oberfläche nicht sieht und selbst das Kontinuum im stellaren Wind entsteht. Die Massenbestimmung in Doppelsternsystemen bleibt auf Grund der meist ungenauen Kenntnis der Bahnneigung problematisch, auch wenn durch die Beobachtung der linearen Polarisationsmodulation hier gewisse Fortschritte gemacht wurden (siehe aber γ^2 Vel, diese Arbeit).

WR-Sterne repräsentieren späte Entwicklungsphasen massereicher Sterne, die vermutlich in Supernovaexplosionen enden (z. B. Langer 1995). Wegen der unzureichend bekannten stellaren Parameter ist allerdings ein Vergleich von theoretischen Entwicklungsrechnungen mit vorhandenen Beobachtungen schwierig. Nach dem allgemein anerkannten *Standardmodell* für Wolf-Rayet-Sterne, dem sogenannten Conti-Szenario (nach Conti 1976) werden Wolf-Rayet-Sterne durch starken Massenverlust der massereichsten O-Sterne gebildet. Dabei bilden die sogenannten Of-Sterne ein Zwischenstadium auf dem Weg zum WR-Stern. Wie erstmals von Wolf et al. (1980) vorgeschlagen, wird angenommen, daß diese massereichen Sterne wahrscheinlich auch eine LBV-Phase durchlaufen müssen. Wann diese Phase stattfindet und ob dieser Zeitpunkt von der Anfangsmasse $\mathfrak{M}_{\text{ini}}$ abhängig ist, ist noch nicht abschließend geklärt. Untersuchungen z. B. des masse- und wasserstoffreichen Sterns WR 22 (siehe diese Arbeit) legen jedoch den Schluß nahe, daß zumindest eine erste Wolf-Rayet-Phase vor einem solchen LBV-Ausbruch erreicht wird. Unstrittig ist die Entwicklung $\text{WN} \rightarrow \text{WC} \rightarrow \text{WO}$ während der Wolf-Rayet-Phase, wobei wiederum nicht geklärt ist, ob alle WR-Sterne sämtliche Phasen durchlaufen. Ebenso wird eine Entwicklung von kühlen zu heißen Typen innerhalb einer Untergruppe ($\text{WNL} \rightarrow \text{WNE}$, bzw. $\text{WCL} \rightarrow \text{WCE}$) angenommen. Wolf-Rayet-Sterne enden wahrscheinlich in einer Supernovaexplosion des Typs Ib bzw. Ic (kein Wasserstoff im Spektrum beobachtbar, Konzentration in den Spiralarmen). Einzelheiten hierbei sind jedoch noch Gegenstand der aktuellen Forschung.

Eines der drängendsten physikalischen Probleme ist das völlig unzureichende Verständnis des Massenverlustmechanismus. Theoretische Windmodelle (wie etwa die CAK-Theorie, nach Castor, Abbott & Klein 1975) berechnen, daß bei Einfachstreuung der gesamte Strahlungsimpuls L_{WR}/c auf den Wind (Windimpuls: $\mathfrak{M} \cdot v_{\infty}$) übertragen werden kann. Man findet jedoch für den Quotienten aus Windimpuls und Strahlungsimpuls meist deutlich höhere Werte: $\eta = (\mathfrak{M}v_{\infty})/(L_{\text{WR}}/c) = 1 - 30$ (Willis 1991).

¹Leuchtkräftige Blaue Veränderliche

Auch hier wurden in den letzten Jahren Fortschritte erzielt. So konnte Schmutz (1997) bei NLTE²-Atmosphärenberechnungen zeigen, daß Temperatur und daraus folgend auch die Leuchtkraft von WR-Sternen erhöht sein muß, wenn ein Mechanismus, den er „*Photon loss*“³ nannte, berücksichtigt wird. Dies vermindert zwar die Werte für η , löst das Problem jedoch noch nicht abschließend. So wird immer wieder die Frage aufgeworfen, ob neben dem Strahlungsdruck noch weitere Mechanismen den Wolf-Rayet-Wind antreiben.

1.2 Problemstellung

Im Rahmen dieser Arbeit sollen empirisch fundamentale Parameter von Wolf-Rayet-Sternen ermittelt werden. Hilfsmittel hierfür ist die Untersuchung von Doppelsternsystemen. Doppelsterne bieten die einzige Möglichkeit, Sternmassen direkt zu bestimmen. (Theoretisch existiert die Möglichkeit, die Masse über die bestimmbare Schwerebeschleunigung eines Sterns zu ermitteln; hierfür ist allerdings der Sternradius nötig, der nur ungeau über Temperatur- und Leuchtkraftbestimmung oder Interferometrie ermittelt werden kann.) Die Massen sind jedoch für das theoretische Verständnis von Sternentwicklungspfaden unerlässlich. Trotzdem sind selbst die Massen der hellsten WR-Sterne wie z. B. der Programmsterne WR 22 und γ^2 Vel in der Literatur noch sehr umstritten (WR 22: $M_{WR} = 40...72 M_{\odot}$, γ^2 Vel: $M_{WR} = 8...17 M_{\odot}$).

WR-Doppelsternsysteme bieten nicht nur die Möglichkeit einer direkten Massenbestimmung der Komponenten, sondern erlauben auch, aus der Geometrie des Systems Einzelheiten der ausgedehnten Windstruktur des WR-Sterns abzuleiten, ohne dabei auf theoretische Modelle zurückgreifen zu müssen. Hierzu wird der Begleiter des WR-Sterns (i. a. ein O-Stern) benutzt, der bei seinem Umlauf Teile des WR-Windes bedeckt, von diesem bedeckt wird oder gar in ihn eintaucht. Über entsprechende Signaturen im Spektrum sind diese Effekte nachweisbar. Allerdings können beobachtbare Linienprofilvariationen nicht gänzlich durch die Bedeckungseffekte erklärt werden, da auch der Begleitstern über einen zwar deutlich schwächeren, aber ähnlich schnellen Wind verfügt. Zusätzliche Effekte auf Grund von geschocktem Gas zwischen den beiden Sternen als Folge der kollidierenden stellaren Winde sind daher zu erwarten. Es sollte allerdings möglich sein, bei umfangreichen Zeitserien mit guter Phasenüberdeckung beide Effekte zu unterscheiden und näher zu untersuchen.

Letztlich können die ermittelten Parameter in einem nächsten Schritt mit theoretischen Modellen zur Sternentwicklung bzw. hydrodynamischen Modellen für Wolf-Rayet-Atmosphären verglichen werden.

Wichtigste Voraussetzung zur Erreichung dieses Ziels sind die umfangreichen Beobachtungen, die über mehrere Jahre mit den an der Landessternwarte Heidelberg entwickelten und gebauten Spektrographen HEROS und FEROS gesammelt wurden. Die Landessternwarte verfügt in der Zwischenzeit über ein großes Archiv von Zeitserien aller hellen Wolf-Rayet-Doppelsternsysteme. Unschätzbare Vorteile hierbei sind die gleichzeitig hohe spektrale und zeitliche Auflösung aller Serien.

Im folgenden Kapitel werden die Beobachtungen und die erforderlichen Reduktionsschritte der Programmsterne kurz vorgestellt. In Kapitel 3 werden die grundlegenden Arbeitsschritte der Massen- und Windstrukturbestimmung erläutert. Die Kapitel 4, 5 und 6 sind jeweils den Programmsternen WR 22, γ^2 Vel und HD 5980 gewidmet. Im abschließenden Kapitel 7 wird ein Ausblick auf weitere Untersuchungsmöglichkeiten mit dem Beobachtungsmaterial gegeben.

²Non-Local Thermodynamic Equilibrium

³Durch Wechselwirkungseffekte mit naheliegende Metalllinien (z. B. O III $\lambda\lambda 305.72; 303.65$) ist es möglich, daß ein geringer Anteil der Photonen aus dem Strahlungsfeld der He II $\lambda 303.78$ (Ly α) entfernt wird.

Ein großer Teil dieser Arbeit ist bereits vorweg in Fachzeitschriften und Tagungsbänden publiziert worden. So findet sich die Bahnbestimmung von γ^2 Vel und WR 22 in zwei Artikeln der Zeitschrift *Astronomy and Astrophysics* (Schmutz et al. 1997 bzw. Schweickhardt et al. 1999a). Eine erste Analyse der Windbedeckungseffekte bei γ^2 Vel findet sich im Tagungsband der IAU zum Symposium Nr. 193 „*Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*“ (Schweickhardt et al. 1999b).

Kapitel 2

Beobachtungen und Datenreduktion

Diese Arbeit basiert auf umfangreichen spektroskopischen Beobachtungsreihen der Wolf-Rayet–Doppelsternsysteme WR 22, γ^2 Velorum und HD 5980. Die optischen Zeitserien wurden an der Europäischen Südsternwarte auf La Silla, Chile gewonnen. Dazu wurde zum einen der transportable Echellespektrograph HEROS der Landessternwarte Heidelberg an das dortige ESO-50cm–Teleskop gekoppelt, zum anderen wurde der neue an der Landessternwarte federführend entwickelte und gebaute Echellespektrograph FEROS (fest montiert am ESO-1.52m–Teleskop) benutzt. Zusätzlich wurden Beobachtungen des Systems γ^2 Vel im ultravioletten Spektralbereich mit Hilfe des IUE–Satelliten durchgeführt. Diese wurden zusammen mit allen über das *IUE Final Archive* zugänglichen Spektren von γ^2 Vel analysiert. Im ersten Teil dieses Abschnitts werden die Teleskope, die Instrumente und die Programmsterne kurz vorgestellt; im zweiten Teil werden die erforderlichen Datenreduktionsschritte bei HEROS– bzw. FEROS–Spektren erläutert.

2.1 Beobachtungen

2.1.1 Der HEROS–Spektrograph am ESO-50cm–Teleskop

Die umfangreichen optischen Zeitserien von γ^2 Vel und WR 22 wurden mit dem HEROS¹–Spektrographen gewonnen, der dazu am ESO²-50cm–Teleskop auf La Silla, Chile montiert war. Der Reflektor hat einen Primärspiegeldurchmesser von 52 cm, ein Öffnungsverhältnis von f/13.6 und wird im Cassegrain–Fokus betrieben. Der Abbildungsmaßstab beträgt 27''/5 mm^{−1}.

HEROS (Kaufer 1998a), ein fasergekoppelter Echellespektrograph, wurde an der Landessternwarte aus dem Vorgänger FLASH (Mandel 1994, Stahl et al. 1995) entwickelt und gebaut. Er besteht aus dem eigentlichen Spektrographen und einer Teleskopeinheit, die neben einer Fernsehleiteinrichtung auch die für die Kalibrationsaufnahmen notwendigen Speziallampen (Thorium-Argon für Wellenlängenkalibration, Halogen–Glühlampe für Flatfieldaufnahmen) enthält. Die Spektrographeneinheit ist mittels Glasfaser mit der Teleskopeinheit verbunden und kann dadurch vom Teleskop unabhängig an einer mechanisch und thermisch stabilen Stelle aufgebaut werden. HEROS erreicht eine mittlere Auflösung von $R = \lambda/\Delta\lambda = 20\,000$ über den gesamten Wellenlängenbereich von 3 450 Å bis 8 600 Å. Hinter dem

¹Heidelberg Extended Range Optical Spectrograph

²European Southern Observatory

Echelle-Gitter wird das Licht durch einen dichroitischen Filter bei ca. 5 700 Å in einen blauen (3 450 bis 5 600 Å) und einen roten (5 800 bis 8 600 Å) Kanal geteilt. Die Spektren werden anschließend völlig unabhängig von zwei CCD-Chips registriert (roter Kanal: EEV 1152 × 770, 22 µm Pixel; blauer Kanal: bis 1995 EEV 1170 × 800, 22 µm Pixel, ab 1996 SiTe 2000 × 800, 15 µm Pixel).

2.1.2 Der FEROS-Spektrograph am ESO-1.52m-Teleskop

Die hochaufgelösten Spektren des System HD 5980 wurden mit dem neuen Echelle-Spektrographen FEROS³ gewonnen, der seit 1998 fest am ESO-1.52m-Teleskop auf La Silla, Chile montiert ist. Der Reflektor hat einen Primärspiegeldurchmesser von 152.4 cm und wird heute nur noch im Cassegrain-Fokus betrieben. Das Teleskop besitzt dabei ein Öffnungsverhältnis von $f/14.9$ und einen Abbildungsmaßstab von $9''.2 \text{ mm}^{-1}$.

FEROS ist ein fasergekoppelter hochauflösender Echellespektrograph, der unter Federführung der Landessternwarte Heidelberg entwickelt und gebaut wurde (Kaufer et al. 1997b, Kaufer et al. 1999). FEROS kann mit einer Aufnahme den gesamten optischen Wellenlängenbereich von 3 600 bis 9 200 Å spektroskopieren. Seine Auflösung beträgt $R = 48\,000$, was vor allem durch einen sogenannten *Image slicer* erreicht wird (Kaufer 1998b). Der Spektrograph steht temperaturstabil ($\Delta T < 0.2 \text{ K}$ während einer Nacht) im ehemaligen Coudéraum des ESO-1.52m-Teleskops. Der Spektrograph arbeitet mit zwei Fasern, so daß mit einer Aufnahme entweder Objekt und Himmel oder Objekt und Kalibration aufgenommen werden können. Als Dektektor dient ein EEV $2k \times 4k$, 15 µm Pixel CCD mit einer maximalen Quanteneffizienz von 98% bei 4 500 Å. Der Spektrograph erreicht eine Gesamteffizienz (inklusive Teleskop und Detektor) von 17% bei 5 500 Å.

2.1.3 Der IUE-Satellit

Der IUE⁴-Satellit wurde am 26.01.1978 gestartet und sammelte bis zu seiner Stilllegung am 30.09.1996 insgesamt mehr als 110 000 UV-Spektren von mehr als 9 000 astronomischen Objekten im Helligkeitsbereich von -1.5 bis 21 mag. Der Satellit läuft auf einer exzentrischen Bahn (Perigäum ca. 32 000 km, Apogäum über 52 000 km) geosynchron um die Erde.

Der IUE-Satellit, ein Gemeinschaftsprojekt von NASA⁵, ESA⁶ und PPARC⁷ (früher: SERC⁸), besitzt ein 45cm-Cassegrain-Teleskop und je einen Spektrographen für die Beobachtung kurzer Wellenlängen (*short wavelength*, abgekürzt **SW**) von 1 150 bis 2 000 Å und langer Wellenlängen (*long wavelength*, abgekürzt **LW**) von 1 900 bis 3 300 Å. Beide Spektrographen waren mit je zwei Kameras ausgestattet (genannt *Prime*, abgekürzt **P** und *Redundant*, abgekürzt **R**), wobei die SWR-Kamera auf Grund eines Defektes nie im Einsatz war. Zudem konnten beide Spektrographen mit einer hohen (1 Å/mm) und einer niedrigen (60 Å/mm) Dispersion betrieben werden.

³Fiberfed Extended Range Optical Spectrograph

⁴International Ultraviolet Explorer

⁵National Aeronautics and Space Administration

⁶European Space Agency

⁷Particle Physics and Astronomy Research Council

⁸British Science and Engineering Research Council

2.1.4 Die Programmsterne γ^2 Vel, WR 22 und HD 5980

In der vorliegenden Arbeit sollten mittels hochaufgelöster Zeitserienspektroskopie Wolf-Rayet–Doppelsterne untersucht werden. Die hohen Anforderungen dieser Beobachtungsart limitieren die Auswahl der untersuchten Objekte. So ist einerseits eine hohe spektrale Auflösung R und ein großer Wellenlängenbereich wünschenswert, andererseits ist jedoch auch eine Überwachung der Objekte über längere Zeiträume mit hoher Zeitauflösung und hohem Signal-zu-Rausch–Verhältnis S/N (*engl. signal-to-noise*) wichtig, um eine möglichst gute Phasenüberdeckung der Doppelsterne zu erreichen. HEROS und FEROS erfüllen mit ihren verfügbaren Wellenlängenbereichen und ihren spektralen Auflösungsvermögen die instrumentellen Bedingungen. Für langperiodische Doppelsterne kann die zweite Restriktion oft nur an kleinen Teleskopen erfüllt werden (nur für diese wird i. a. ausreichend lange Beobachtungszeit bewilligt), kurzperiodische Doppelsterne lassen sich auch an größeren Teleskopen untersuchen.

Die Grenzgröße für die Spektroskopie von WR–Sternen mit HEROS am ESO-50cm–Teleskop liegt bei ca. 6.5 mag. Zweistündige Belichtungen (längere Belichtungszeiten sind wegen der zunehmenden „Verunreinigung“ der Spektren durch sogenannte *Cosmics* nicht sinnvoll; die Mittelung mehrerer Spektren würde die Beobachtungszeiten drastisch erhöhen oder die zeitliche Auflösung deutlich verschlechtern) solcher Objekte führen zu Spektren mit einem $S/N \sim 50$ bei 4 000 Å und einem $S/N \sim 100$ bei 6 400 Å. Nur drei WR–Doppelsternsysteme erfüllen diese Bedingungen: γ^2 Velorum, θ Muscae und WR 22. Von allen drei Sternen liegen lange spektroskopische Zeitserien vor. γ^2 Vel und WR 22 werden im Rahmen dieser Arbeit behandelt. Typische Belichtungszeiten bei γ^2 Vel waren 30 Minuten, während WR 22 jeweils zwei Stunden beobachtet wurde. Dabei wurden für γ^2 Vel S/N –Werte von 100 (3 600 Å) bzw. größer als 250 (6 000 Å) erreicht, während WR 22–Spektren i. a. die oben angegebenen nominellen S/N –Werte erreichten. Von γ^2 Vel liegen zwei lange Zeitserien aus den Jahren 1995 (ca. 45 Spektren) und 1996 (etwa 100 Spektren) vor; WR 22 wurde im Jahre 1996 (~ 85 Spektren) ausgiebig spektroskopiert.

Mit FEROS am ESO-1.52m–Teleskop wird für Sterne 11. Größe bei einer Belichtungszeit von einer Stunde ein S/N von ungefähr 50 bei 4 000 Å bzw. etwa 70 bei 6 400 Å erreicht. Auch wenn das Teleskop im allgemeinen nicht für eine längere Beobachtungsperiode zur Verfügung steht, lassen sich an diesem Teleskop zahlreiche weitere kürzerperiodischen WR–Doppelsternsysteme sinnvoll analysieren. In dieser Arbeit wurden insgesamt 33 Spektren des außergewöhnlichen Wolf-Rayet–Systems HD 5980 in der Kleinen Magellanschen Wolke (*engl. Small Magellanic Cloud, SMC*) untersucht. Die Umlaufperiode dieses Systems ist mit etwa 20 Tagen zwar recht lang, allerdings stand FEROS der Landessternwarte in den Jahren 1998 und 1999 auf Grund dessen Installation (*Commissioning* und *Guaranteed Time*) lange zur Verfügung. Die typische Belichtungszeit bei HD 5980 betrug 45 bis 60 Minuten, wobei die erreichten S/N –Werte im oben angegebenen Bereich lagen.

Für γ^2 Velorum wurden im Rahmen dieses Projektes auch IUE–Beobachtungen durchgeführt. Im Zeitraum von Februar bis Juni 1996 wurden insgesamt 56 SWP und 55 LWP Spektren aufgenommen. Zusammen mit den restlichen Spektren des *IUE Final Archive* liegt so ein Datensatz von 110 kurzwelligen und 96 langwelligen UV–Beobachtungen dieses Systems vor. Sämtliche Spektren können zwischenzeitlich über das *World Wide Web* unter <http://iuearc.vilspa.esa.es/> heruntergeladen werden.

Wichtige Daten der drei Programmsterne zeigt Tabelle 2.1. Das Beobachtungsprotokoll aller verwendeten HEROS– und FEROS–Spektren findet sich im Anhang A; Spektren der Programmsterne zeigt Anhang B. Auf die Auslistung der IUE–Daten wird verzichtet, da sämtliche Angaben zu den Beobachtungen über das *World Wide Web* abrufbar sind.

Tabelle 2.1: Wichtige Parameter und übliche Bezeichnungen der analysierten Wolf-Rayet–Doppelsternsysteme γ^2 Vel, WR 22 und HD 5980.

Bezeichnungen	γ^2 Vel WR 11 HD 68273 HR 3207 HIP 39953	V 429 Car WR 22 HD 92740 HR 4188 HIP 52308	AB 5 HD 5980
Koordinaten	$\alpha = 08^{\text{h}}09^{\text{m}}31^{\text{s}}.95$	$\alpha = 10^{\text{h}}41^{\text{m}}17^{\text{s}}.52$	$\alpha = 00^{\text{h}}59^{\text{m}}26^{\text{s}}.57$
FK5 2000.0	$\delta = -47^{\circ}20'11''.7$	$\delta = -59^{\circ}40'36''.9$	$\delta = -72^{\circ}09'53''.9$
scheinbare Helligkeit m_v	1.74 mag ^a	6.44 mag ^a	10.8 mag ^f
Spektralklasse	WC 8 + O 8.5 III ^a	WN 7 ha + O 9 ^{a,b}	? ^g
Umlaufperiode	78.53 Tage ^b	80.336 Tage ^b	19.2654 Tage ^h
Bahnneigung	$65^{\circ}(?)$ ^b	$\sim 90^{\circ}$ ^d	$\sim 88^{\circ}$ ⁱ
Distanz zur Sonne	258 pc ^c	2750 pc ^e	57 000 pc ^j

^a v.d. Hucht (2000)

^b diese Arbeit

^c HIPPARCOS–Distanz (v.d. Hucht 1997)

^d bedeckungsveränderliches System mit nur einer beobachteten Bedeckung pro Umlauf (Balona et al. 1989, Gosset et al. 1991)

^e wahrscheinliche Mitgliedschaft in der Carina OB1 Assoziation (Lundstöm & Stenholm 1984)

^f stark variabel, m_v im Februar 1997 (Moffat et al. 1998)

^g variabel, widersprüchliche Klassifizierungen

^h Sterken & Breysacher (1997)

ⁱ bedeckungsveränderliches System mit zwei Minima (Moffat et al. 1998)

^j Entfernungsmodul SMC: $y_0 = 18.8$

2.1.5 Daten anderer WR–Doppelsternsysteme

Außer den in dieser Arbeit behandelten Systemen γ^2 Vel, WR 22 und HD 5980 wurden von HEROS und FEROS weitere Wolf-Rayet–Sterne beobachtet.

So wurden mit HEROS am ESO-50cm–Teleskop auch umfangreiche Beobachtungen von θ Mus durchgeführt. Während einer Kampagne im Jahre 1997 war HEROS am ESO-1.52m–Teleskop montiert. Hier liegen Daten von WR 21, WR 79 und WR 113 vor. Schließlich wurde mit HEROS am Waltz–Teleskop der Landessternwarte und am 1.23m–Teleskop des Calar Alto–Observatoriums nahe Almeria, Südpasien in den Jahren 1997 und 1998 das System WR 133 spektroskopiert. Von FEROS liegen Serien der Sterne WR 22, WR 25, θ Mus und WR 79 vor. Zusätzlich existieren Daten der Systeme V 444 Cyg und CQ Cep, die mittels eines Boller & Chivens–Spektrographen am Waltz–Teleskop der Landessternwarte aufgenommen wurden. Diese besitzen eine mittlere Auflösung von $R = 1\,500$ und umfassen normalerweise den Wellenlängenbereich von 4 000 bis 7 200 Å auf drei getrennten Aufnahmen.

Tabelle 2.2 zeigt den Datenbestand an WR–Doppelsternspektren zum 01.12.1999 der *Hot Star Group* der Landessternwarte.

Die B&C–Spektren von V 444 Cyg und CQ Cep wurden bereits im Rahmen einer Diplomarbeit analysiert (Schweickhardt 1996). Eine erste Analyse der Spektren von θ Mus war Gegenstand einer weiteren Diplomarbeit (Schnurr 1999).

Tabelle 2.2: Komplette Liste der WR-Doppelsternsysteme, die von der Heidelberger *Hot Star Group* beobachtet wurden. Wenn eine Beobachtungskampagne über den Jahreswechsel hinaus erfolgte, wurden alle Spektren in dem Jahr vermerkt, in dem der größte Teil der Beobachtungen stattfand. Die Beobachtungen wurden auf La Silla, dem Calar Alto und auf dem Königstuhl durchgeführt.

Name	WR-Nummer ^a	Spektraltyp ^a	Periode	Anzahl der Spektren				
galaktische WR-Doppelsterne								
γ^2 Vel	WR 11	WC 8 + O 8.5 III	78.53 d ^b	H 38/45	H 95/100	-	-	-
	WR 21	WN 5 o + O 4-6	8.2 d ^c	-	-	H 11/11	-	-
	WR 22	WN 7 ha + O 7.5	80.33 d ^b	-	H 85/89	-	F 5	-
	WR 25	WN 6 ha + O 4 ?	? ^c	-	-	-	F 10	-
	WR 48	WC 6 + O 9.5 I	19.14 d ^d	-	-	H 41/41	F 7	H 43/43
SV Ser	WR 79	WC 7 + O 5-8	8.89 d ^c	-	-	H 11/11	-	F 16
	WR 113	WC 8 + O 8-9 IV	29.71 d ^c	-	-	H 8/9	-	-
	WR 133	WN 5 o + O 9 I	112.7 d ^c	-	-	H 30/32	H 19/16	-
V 444 Cyg	WR 139	WN 5 o + O 6	4.21 d ^c	B \sim 22	B \sim 5	-	-	-
CQ Cep	WR 155	WN 6 o + O 9 Ib-II	1.64 d ^c	B \sim 19	B \sim 5	-	-	-
WR-Doppelsterne der SMC								
HD 5980		veränderlich	19.27 d ^e	-	-	-	F 16	F 17

^a v.d. Hucht (2000) (für gal. WR-Sterne)

^b diese Arbeit

^c v.d. Hucht (1981)

^d Schnurr (1999)

^e Sterken & Breysacher (1997)

H HEROS-Beobachtungen (blauer/roter Kanal)

F FEROS-Beobachtungen

B B&C-Beobachtungen

2.2 Datenreduktion

2.2.1 HEROS– und FEROS–Beobachtungen

Sowohl HEROS als auch FEROS sind Echellespektrographen; somit gleichen sich die verschiedenen Reduktionsschritte. Folgende Besonderheiten sind jedoch zu beachten:

- HEROS: Da die beiden Kanäle von zwei unabhängigen CCD–Systemen aufgenommen werden, erfolgt auch die Reduktion der Spektren für den roten und blauen Kanal völlig unabhängig voneinander.
- FEROS: Der Spektrograph bietet eine Onlinereduktion an, die es ermöglicht, nur wenige Minuten nach Ende der Belichtung das fertig reduzierte Spektrum am Bildschirm zu betrachten. Im vorliegenden Fall wurden jedoch alle FEROS–Bilder nochmals reduziert.
Im Gegensatz zu HEROS benutzt FEROS als kreuzdispergierendes Element kein Gitter, sondern ein Prisma. Dies bewirkt, daß die einzelnen Echelleordnungen auf dem CCD gekrümmt erscheinen. Somit ist ein zusätzlicher Schritt bei der Reduktion erforderlich, bei dem die Ordnungen begradigt werden.

Prinzipiell wird jede Beobachtungsnacht separat reduziert. Zur Reduktion der HEROS–Daten wird ein speziell für HEROS modifiziertes und adaptiertes Programmpaket des MIDAS–Bildverarbeitungssystems der ESO verwendet (Stahl et al. 1995). Für FEROS wurde an der Landessternwarte Heidelberg eine spezielle Software entwickelt, die im MIDAS⁹–Programmpaket ab der Version 98NOV zur Verfügung steht (neuer Kontext: *feros*). Eine ausführliche Beschreibung der Reduktionsschritte für HEROS–Spektren findet sich bei Kaufer (1996), für die FEROS–Spektren bei Kaufer et al. (1999).

In einem ersten Schritt werden die Thorium–Argon– und die Flatfieldaufnahmen einer Nacht gemittelt. Durch die Mittelung der Kalibrationsaufnahmen können in erster Ordnung die während einer Nacht aufgetretenen Verschiebungen ermittelt werden. Die Mittelung der Flatfieldaufnahmen dient insbesondere im blauen Bereich der Erhöhung des S/N –Verhältnisses, um bei der späteren Flatfieldkorrektur eine unnötige Erhöhung des Rauschens zu vermeiden.

Der recht hohe Streulichtanteil der Echellespektren wird in einem zweiten Schritt zwischen den einzelnen Ordnungen ermittelt. Durch Modellierung einer zweidimensionalen Splinefunktion wird dann der flächige Verlauf des Streulichthintergrundes bestimmt und anschließend von den Objekt– und den Flatfieldaufnahmen subtrahiert.

Anschließend wird das Signal der definierten Ordnungen pixelweise in Querdispersionsrichtung addiert. Die extrahierten Ordnungen werden dann in einem zweidimensionalen Bild zeilenweise gestapelt.

Um die Empfindlichkeitsvariationen von Pixel zu Pixel und den Empfindlichkeitsverlauf des Spektrographen aus dem Objektspektrum zu entfernen, wird das extrahierte Objektspektrum durch das extrahierte gemittelte Flatfieldspektrum dividiert. Es verbleibt ein glatter Intensitätsverlauf, der eine Überlagerung des Sternkontinuums mit dem Kontinuum der Flatfieldlampe darstellt.

In einem weiteren Schritt werden anhand einer automatischen Identifikation von typischerweise 1000 Spektrallinien bekannter Wellenlänge aus dem extrahierten Thorium–Argon–Spektrum die Dispersions–

⁹Das Munich Image Data Analysis System wird als Softwarepaket von der ESO zur Verfügung gestellt.

koeffizienten bestimmt. Daran anschließend werden mit Hilfe dieser Dispersionskoeffizienten die extrahierten Spektren auf die Wellenlängenskala „rebinnt“ und gleichzeitig die heliozentrische Korrektur durchgeführt.

Die einzelnen Ordnungen werden zuletzt zusammengefügt (*engl. mergen*). Dabei überlappen aufeinanderfolgende Ordnungen an den Enden und werden gewichtet aufaddiert. Die dabei üblicherweise verbleibenden niederfrequenten Wellen (*engl. ripples*) liegen in der Größenordnung von 1 % und bedürfen i.a. keiner weiteren Korrektur.

Zur Normierung auf einen Kontinuumswert von 1 werden im Spektrum Kontinuumpunkte definiert. Dies ist besonders im blauen Spektralbereich für WR–Doppelsternsysteme schwierig, da dieser Spektralbereich linienreich ist und die WR–Emissionen sehr breit sind. Zudem muß berücksichtigt werden, daß auf Grund der Bahnbewegung die Linien nicht stationär sind. Durch diese Punkte wird automatisch eine glatte Splinefunktion gelegt, die anschließend durch das Sternspektrum dividiert wird.

Nach Abschluß der Reduktion wurde die Stabilität der Spektrographen überprüft. Dazu wurden die Radialgeschwindigkeiten der interstellaren Ca II $\lambda 3934$ und Na I $\lambda 5980$ in den Spektren der Programmsterne mittels Gaußprofil vermessen. Die Streuung der Werte für beide Kanäle von HEROS lagen mit $\sigma_{\text{CaK}} \sim 0.45 \text{ km s}^{-1}$ bzw. $\sigma_{\text{NaD}_2} \sim 0.20 \text{ km s}^{-1}$ im nominellen Bereich (Kaufer et al. 1997a: $\sigma = 0.35 \text{ km s}^{-1}$). In den Daten von γ^2 Vel wurde zudem ein Drift zwischen 13.6 km s^{-1} und 14.5 km s^{-1} bei den Daten von Ca II gefunden. Letztlich sind die vorliegenden Beobachtungen jedoch genauer als 1 km s^{-1} , was für die folgenden Untersuchungen ausreicht. Die Vermessung der Kalzium– und Natriumlinien bei HD 5980 ist auf Grund der komplexen Linienstruktur des extragalaktischen Systems schwierig. Aber schon eine einfache Radialgeschwindigkeitsanalyse der Ca II H+K und Na I D₁, D₂ Absorptionen bestätigt auch bei den FEROS–Spektren eine Genauigkeit der Beobachtungen von weit unter 1 km s^{-1} .

2.2.2 IUE–Daten

Im *IUE Final Archive* liegen die Spektren des IUE–Satelliten fertig reduziert vor. Dort finden sich auch Hinweise zur durchgeführten Reduktion. Für die Benutzung der Spektren in dieser Arbeit wurde nur noch eine Normierung vorgenommen. Diese geschah auf dieselbe Art und Weise, wie sie auch bei den HEROS– und FEROS–Daten durchgeführt wurde. Es ergab sich hierbei aber die besondere Schwierigkeit, daß auf Grund des Linienreichtums im UV–Wellenlängenbereich ein Bestimmen von Kontinuumpunkten äußerst schwierig war. Es ist daher nicht auszuschließen, daß das wahre Kontinuum nicht immer erkannt wurde. Es wurde allerdings darauf geachtet, daß sämtliche Normierungspunkte weit entfernt von den genauer analysierten Spektrallinien lagen.

Kapitel 3

Arbeitstechniken

Ziel dieser Arbeit ist es, fundamentale Parameter von Wolf-Rayet-Sternen und ihren Winden abzuleiten. Ein mächtiges Werkzeug hierfür liefert die Bestimmung von Doppelsternbahnen. Mit einer solchen Analyse ist nicht nur eine Massenermittlung möglich, auf Grund der Kenntnis der Bahngeometrie sind auch Aussagen über die Struktur des ausgedehnten WR-Windes möglich. Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen hierfür kurz erläutert und die an den Spektren durchgeführten Arbeiten geschildert. Die Ergebnisse werden in Teil II dieser Arbeit („Einzelanalysen“) vorgestellt.

3.1 Bestimmung der Bahnelemente in spektroskopischen Doppelsternen

Die Bestimmung der Bahnelemente (und daraus folgend die Massenbestimmung) in Doppelsternsystemen geschieht prinzipiell in zwei Schritten. In einem ersten Schritt muß die Bewegung der Emissions- bzw. Absorptionslinien in den Spektren auf Grund des Dopplereffektes im Zeitverlauf möglichst exakt vermessen werden. In einem zweiten Schritt werden dann an diese Datensätze Radialgeschwindigkeitskurven für die Doppelsternbewegung angepaßt, aus deren Parametern die Bahnelemente folgen.

3.1.1 Vermessung der Spektrallinien

In Doppelsternsystemen bewegen sich die Komponenten auf Grund ihrer Massenanziehung um den gemeinsamen Schwerpunkt. Wegen des Dopplereffekts bewirkt die Radialkomponente v_{rad} dieser Bewegung eine Verschiebung der Spektrallinien λ_0 um $\Delta\lambda = \lambda_{\text{obs}} - \lambda_0$. Diese sind über die Formel

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v_{\text{rad}}}{c} \quad \text{mit} \quad c: \text{Lichtgeschwindigkeit} \quad (3.1)$$

verknüpft. λ_{obs} ist jedoch nicht ohne Annahmen bestimmbar, da Emissions- und Absorptionslinien in Spektren nicht scharf erscheinen. Dies entspräche einem unendlich langen Wellenzug der Frequenz ν beim Übergang eines Elektrons zwischen zwei exakt scharfen Niveaus mit der Energiedifferenz $\Delta E = h\nu$. In Wirklichkeit erscheinen die Spektrallinien in Sternspektren verbreitert. Mehrere Mechanismen sind hierfür verantwortlich: die folgenden bewirken eine symmetrische Verbreiterung des Profils:

- Da nur endliche Wellenzüge auftreten, führt dies zu einer Verbreiterung der Linien (sogenannte *natürliche Linienbreite* auf Grund von *Strahlungsdämpfung*). Sie beträgt unabhängig von der Wellenlänge $\Delta\lambda_N = 1.18 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$ (*natürliche Linienbreite*) und ist für die Astronomie im allgemeinen belanglos, da die anderen Verbreiterungsmechanismen stärker sind.
- Die Dauer der Wellenzüge wird zusätzlich durch Stöße verkürzt (sog. *Stoßdämpfung*). Der Koeffizient $L(\nu)$ einer solchen Druckverbreiterung weist die typische *Lorentz-Verteilung* auf:

$$L(\nu) = \frac{\gamma}{(2\pi\Delta\nu)^2 + (\gamma/2)^2} \quad \text{mit} \quad \gamma = \text{Dämpfungskonstante.}$$

Für die Verbreiterung der Linien in Wolf-Rayet-Sternen spielt auch dieser Effekt nur eine untergeordnete Rolle.

- Ein weiterer Mechanismus, der zur Verbreiterung von Spektrallinien führt, ist der Dopplereffekt infolge der thermischen Geschwindigkeiten der Gasteilchen. Entsprechend der Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung wird das Dopplerprofil durch eine Gaußfunktion beschrieben:

$$D(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp[-(\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2],$$

wobei die Dopplerbreite $\Delta\nu_D$ durch die wahrscheinlichste Geschwindigkeit $v_{th} = \sqrt{2kT/m}$ (m : Masse des absorbierenden oder emittierenden Atoms) definiert ist: $\Delta\nu_D/\nu_0 = v_{th}/c$. Turbulente Strömungen in den Sternatmosphären („*Mikroturbulenz*“) liefern einen entsprechenden Beitrag zu $\Delta\nu_D$, spielen bei Wolf-Rayet-Sternen jedoch wiederum keine Rolle.

- Je nach Beobachtungswinkel macht sich die Rotation eines Sternes in den Spektrallinien bemerkbar. Durch schnelle Rotation werden die Linien derart dopplerverbreitert, daß die Zentren parabelförmige Struktur annehmen. Bei Wolf-Rayet-Sternen ist jedoch auch dieser Effekt untergeordnet, weil im allgemeinen die Sternoberfläche nicht zu sehen ist (selbst das Kontinuum des Sterns entsteht in den dichtesten Teilen des Windes). Für den Begleitstern (i.a. ein O-Stern) ist dieser Effekt jedoch zu beachten.
- Letztlich ist auch eine Verbreiterung der Linien durch Magnetfelder denkbar. Durch den Zeeman-Effekt werden die Energieniveaus, abhängig von der Stärke des Magnetfeldes, aufgespalten. Meßbar ist dieser Effekt allerdings nur bei Sternen mit starken Feldern (einigen tausend Gauß); für die Untersuchung von WR-Sternen und seinen Begleitern spielt der Effekt keine Rolle.

Obige Effekte bewirken allesamt eine symmetrische Verbreiterung der Linien; sie sind, wenn überhaupt, nur bei der Vermessung der Spektrallinien des Begleiters von WR-Sternen wichtig. Für die Verbreiterung der WR-Linien spielen diese symmetrischen Effekte keine Rolle. Der einzige wichtige Verbreiterungsmechanismus in WR-Spektren ist der radiale Sternwind. Man nimmt an, daß auf Grund des großen Strahlungsdruckes Material von der Sternoberfläche radial nach außen beschleunigt wird. Auf Grund des Dopplereffektes werden die Emissionslinien verbreitert. Auf den Beobachter zuströmendes Gas erscheint blauverschoben, wegströmendes Gas ist rotverschoben. Da, abhängig von der Opazität des Sternwindes, der vom Beobachter weggerichtete Teil des Windes nur abgeschwächt zu sehen ist, können die verbreiterten Spektrallinien im allgemeinen mehr oder weniger stark asymmetrisch erscheinen. Die Winde von WR-Sternen können Geschwindigkeiten bis zu $\pm 3\,000 \text{ km s}^{-1}$ erreichen; dem entsprechen Linienbreiten von bis zu 100 \AA .

Durch die Verbreiterung der Spektrallinien kann daher das Linienzentrum nur gefunden werden, wenn ein theoretisches Profil an die Linien angepasst wird, dessen Parametersatz die Zentralwellenlänge λ_{obs} enthält. Für die WR-Linien ist dies aber mit zusätzlichen Schwierigkeiten verbunden, da der Grad der Asymmetrie dieser Linien nicht berücksichtigt werden kann.

Da die Dopplerverbreiterung auf Grund der radialen Bewegung des abströmenden Materie die Hauptursache der Linienverbreiterung bei WR-Sternen ist, erfolgte die Vermessung der Spektrallinien bei den Sternen WR 22, γ^2 Vel und HD 5980 im allgemeinen durch Anpassung eines Gaußprofils. Bei den schmalsten Linien von WR 22 wurde eine Kombination von Gauß- und Lorentzprofil (sogenanntes Voigtprofil) getestet. Es zeigte sich jedoch, daß zwar eine exaktere Anpassung der Linienflügel möglich war, daß dies aber keinen Einfluß auf die folgende Bahnanalyse hatte. Es wurde daher auf diese Vorgehensweise verzichtet. Für das Sternkontinuum zu beiden Seiten der Spektrallinie wurde i.a. eine geradliniger Verlauf mit variabler Steigung angenommen. Beispiele für die Anpassungen an Linien der Programmsterne WR 22 und γ^2 Vel zeigt Abbildung 3.1.

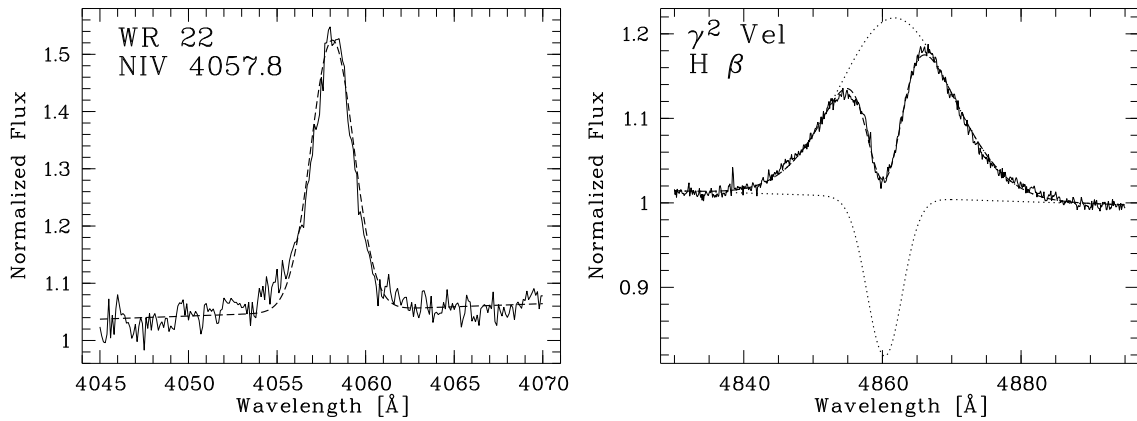


Abbildung 3.1: Beispiele für Fits an die Linienprofile der Programmsterne. Links die Anpassung einer Gaußfunktion (gestrichelte Linie) an die N IV $\lambda 4057.8$ -Emission von WR 22. Die Anpassung an den Linienflügel ist nicht optimal, durch Kombination mit einem Lorentzprofil kann hier eine Verbesserung erreicht werden. Für die anschließende Bahnanalyse ist dies jedoch ohne Belang. An die H β -Linie von γ^2 Vel (rechts) wurde ein Doppelgaußprofil angefitet (gestrichelte Linie). Zusätzlich sind hier die beiden Gaußkomponenten (gepunktet) aufgetragen. Die Emission gehört zum Spektrum des Wolf-Rayet-Sterns, die O-Stern Absorption bewegt sich dazu in Antiphasse. Bei genauer Betrachtung fällt auf, daß das scheinbare Linienzentrum der Absorption beim Doppelgauß gegenüber der Einzelkomponente leicht blauverschoben ist.

Bei γ^2 Vel geschah die Vermessung des C III/IV Komplexes bei 4650 Å mittels einer Kreuzkorrelationsmethode. Dies war erforderlich, da der Komplex mittels Gaußfunktionen nicht reproduzierbar war. Die Methode der Kreuzkorrelation ist ausführlich bei Kaufer (1996) beschrieben. Als sogenanntes *Template* wurde ein Einzelspektrum der Zeitserie verwendet. Da die Kreuzkorrelationsmethode auf Ähnlichkeit der Profile testet, ist eine genaue Bestimmung der Verschiebung von Spektrallinien nur dann sinnvoll, wenn die Profile im Zeitverlauf möglichst wenig variabel sind. Dies ist für Wolf-Rayet-Doppelsternsysteme leider nur unzureichend erfüllt, da auf Grund von Wechselwirkungen des WR-Windes mit dem Wind seines Begleiters Schockzonen entstehen können, die die Profilverläufe stark beeinflussen. Aus diesem Grund wurde auf Verwendung dieser Methode i.a. verzichtet.

Die Anpassung von gaußförmigen Profilen an die Spektrallinien geschah mittels der MIDAS-Routine FIT/IMAGE. Die Bestimmung der besten Werte für die anzupassenden Parameter geschieht dabei mit-

tels des *Maximum Likelihood*-Prinzips. Zur Lösung dieses nichtlinearen Problems stellt MIDAS standardmäßig vier Routinen zur Verfügung (*Newton-Raphson*, *Modified Gauss-Newton*, *Quasi-Newton*, *Corrected Gauss-Newton No Derivatives*, siehe Gill & Murray 1978, Gill et al. 1981). Dabei werden mit Hilfe von numerischen Methoden die besten Werte für die Parameter durch mehrfache Iteration gesucht. Wichtig für befriedigende Lösungen ist hierbei die Wahl sinnvoller Startwerte. Ein Test aller Methoden erbrachte sehr ähnliche Resultate. Im weiteren Verlauf wurde daher stets nur mit einer Methode, der modifizierten Gauss-Newton-Methode gearbeitet. Es wurde nicht in allen Fällen Konvergenz erreicht; eine Überprüfung der angepaßten Funktionen per Auge stellte allerdings sicher, daß nur solche Lösungen weiterverarbeitet wurden, die sichtbar gut den wahren Spektralverlauf reproduzierten.

Auf Grund der großen Anzahl von zu untersuchenden Spektren und Linien wurde die Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten automatisiert. Im allgemeinen wurden für alle untersuchten Spektrallinien mehrere Anpassungen vorgenommen. So wurden in einem ersten Durchlauf (mit geschätzten Startwerten) für alle Spektren einer Linie mittlere Werte für die anzupassenden Parameter bestimmt. Diese dienten als neue Startwerte für eine weitere Analyse. Speziell für die Spektrallinien von WR 22 stellte es sich als Vorteil heraus, Halbwertsbreite und Intensität der Gaußfunktionen auf ihren Mittelwert zu fixieren und nur die Zentralwellenlänge anzupassen, was einen weiteren Durchlauf nötig machte.

Mittels der Formel 3.1 wurden letztlich die Radialgeschwindigkeiten der vermessenen Spektrallinien bestimmt und weiterverarbeitet.

3.1.2 Anpassung der Radialgeschwindigkeitskurve und Massenbestimmung

An die Datensätze der gemessenen Dopplerverschiebungen wurde anschließend eine Radialgeschwindigkeitskurve angepaßt, deren Parameter die Bahnelemente darstellen.

Insgesamt sind sieben Größen notwendig, um die Bewegung einer Komponente eines Doppelsternsystems im Raum zu definieren. Dabei definieren vier Größen die Ellipsenbahn (sogenannte *dynamische Bahnelemente*):

- P : Bahnperiode
- e : (numerische) Exzentrizität der Bahnellipse
- T_0 : Zeitpunkt eines Periastrondurchgangs
- a : große Halbachse der Ellipse

Drei weitere Größen beschreiben die Orientierung der Bahnellipse am Himmel (sogenannte *geometrische Bahnelemente*):

- i : Inklination der Bahnebene zur Tangentialebene
- ω : Periastronlänge (Winkel zwischen aufsteigendem Knoten und Periastron; der aufsteigende Knoten ist bei spektroskopischen Doppelsternen so definiert, daß dort die Radialgeschwindigkeit positiv gemessen wird, d.h. der Stern bewegt sich vom Beobachter weg)
- Ω : Positionswinkel der Knotenlinie von Bahn- und Tangentialebene relativ zum Himmelsnordpol (von Nord über Ost gemessen)

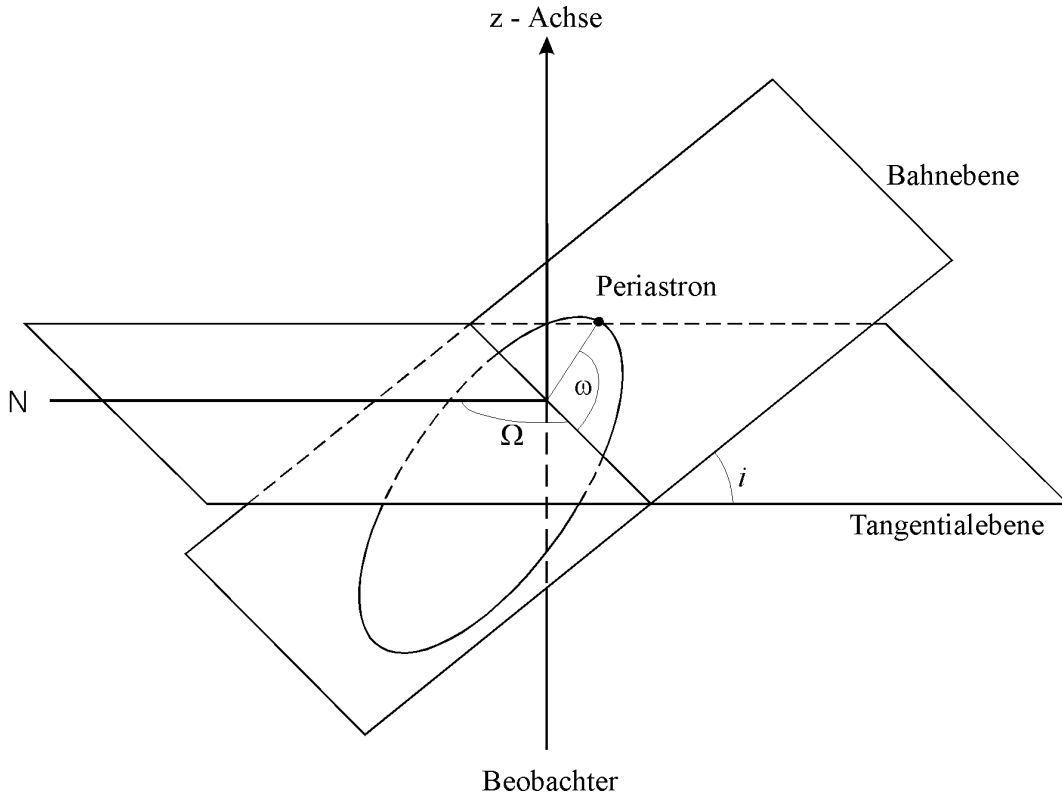


Abbildung 3.2: Lage der geometrischen Bahnelemente im Raum. Der Beobachter befindet sich in negativer z -Richtung, die Lage des Himmelsnordpols links. Der Umlaufsinn des Himmelskörpers verläuft im mathematisch positiven Sinn. Die Parameter der Bahnellipse sind nicht explizit angegeben.

Die Lage der geometrischen Bahnelemente zeigt Abbildung 3.2. Für (rein) spektroskopische Doppelsterne ist Ω nicht ableitbar, weiterhin sind a und i nicht getrennt bestimmbar, da nur die Radial- nicht aber die Tangentialkomponente der Bahngeschwindigkeit zu messen ist. $a \sin i$ tritt daher als ein Bahnelement auf.

Die beobachtbaren Radialgeschwindigkeiten sind Projektionen der wahren Bahnbewegung auf eine Fläche senkrecht zur Tangentialebene. Sei nun z nach Abbildung 3.2 die Projektion des Bahnvektors einer Komponente auf die z -Achse. Es gilt:

$$z = r \sin(\omega + v) \sin i. \quad (3.2)$$

Dabei beschreiben r und v (wahre Anomalie) die Bahnkoordinaten der Ellipse. Sie sind gekoppelt über die Ellipsengleichung:

$$r(v) = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos v}. \quad (3.3)$$

Die relative Radialgeschwindigkeit dz/dt folgt aus 3.2, wobei dz/dt positiv ist, wenn sich der Stern vom Beobachter wegbewegt:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{dr}{dt} \sin(\omega + v) \sin i + r \cos(\omega + v) \sin i \frac{dv}{dt}. \quad (3.4)$$

Mit Hilfe der Ellipsengleichung 3.3 folgt:

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{a(1-e^2)}{(1+e\cos v)^2}(-e\sin v)\frac{dv}{dt} = \frac{e\sin v}{a(1-e^2)}r^2\frac{dv}{dt}.$$

Wegen des 2. Keplerschen Gesetzes (Flächensatz)

$$r^2\frac{dv}{dt} = \frac{2\pi}{P}ab = \frac{2\pi}{P}a^2\sqrt{1-e^2}$$

gelten folgende Beziehungen für dr/dt und rdr/dt :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{2\pi a}{P} \frac{e\sin v}{\sqrt{1-e^2}} \quad \text{und} \quad r\frac{dv}{dt} = \frac{2\pi a}{P} \frac{1+e\sin v}{\sqrt{1-e^2}}.$$

Hiermit und mittels des Additionstheorems

$$\cos(\alpha - \beta) = \cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta$$

folgt aus Gleichung 3.3

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2\pi}{P} \frac{a\sin i}{\sqrt{1-e^2}} (e\cos \omega + \cos(\omega + v)). \quad (3.5)$$

Die beobachtbare Radialgeschwindigkeit v_{rad} setzt sich aus der konstanten Radialgeschwindigkeit des Schwerpunktes γ (auch *Systemgeschwindigkeit* genannt) und der relativen Radialgeschwindigkeit dz/dt zusammen:

$$v_{\text{rad}} = \gamma + K(e\cos \omega + \cos(\omega + v)) \quad \text{mit} \quad K = \frac{2\pi}{P} \frac{a\sin i}{\sqrt{1-e^2}}. \quad (3.6)$$

K entspricht der halben totalen Radialgeschwindigkeitsamplitude (oft auch nur mit Geschwindigkeitsamplitude bezeichnet).

Die einzige zeitabhängige Größe in Formel 3.6 ist v . Mit Hilfe der exzentrischen Anomalie E und der transzendenten Keplerschen Gleichung kann v aus der seit dem Periastrondurchgang verstrichenen Zeit $t - T_0$ berechnet werden:

$$\tan \frac{E}{2} = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \tan \frac{v}{2} \quad \text{und} \quad E - e\sin E = \frac{2\pi}{P}(t - T_0).$$

Die Anpassung einer Radialgeschwindigkeitskurve gemäß 3.6 liefert außer den Parametern K_1, e, ω, T_0 auch die Systemgeschwindigkeit γ . Der Bahnparameter $a_1 \sin i$ folgt unmittelbar aus der Definition von K_1 (3.6). Benutzt man die in spektroskopischen Doppelsternen üblichen Einheiten (K in km s^{-1} , P in Tagen) erhält man:

$$a_1 \sin i = 1.375 \times 10^4 K_1 P (1 - e^2)^{\frac{1}{2}} \text{ km}. \quad (3.7)$$

Mit diesen Angaben ist eine Massenabschätzung möglich. Gemäß des 3. Keplerschen Gesetzes

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G}{(2\pi)^2} (\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2) \quad \text{mit} \quad a = a_1 + a_2$$

und der Definition des Schwerpunktes $\mathfrak{M}_1 a_1 = \mathfrak{M}_2 a_2$ folgt

$$\frac{\mathfrak{M}_2^3}{(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2)^2} = \frac{a_1^3 (2\pi)^2}{P^2 G}. \quad (3.8)$$

Ist im Spektrum nur eine Komponente zu sehen, so kann nur die sogenannte Massenfunktion bestimmt werden:

$$f_1(\mathfrak{M}) \equiv \frac{\mathfrak{M}_2^3 \sin^3 i}{(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2)^2}.$$

Mittels (3.8) folgt für die Massenfunktion in üblichen Einheiten:

$$f_1(\mathfrak{M}) = 1.035 \times 10^{-7} K_1^3 P (1 - e^2)^{\frac{3}{2}} \odot. \quad (3.9)$$

Sind im Spektrum jedoch beide Komponenten sichtbar, können die Einzelmassen bis auf den Faktor $\sin^3 i$ bestimmt werden. In üblichen Einheiten folgt aus den beiden Massenfunktionen und $\mathfrak{M}_2/\mathfrak{M}_1 = K_1/K_2$:

$$\mathfrak{M}_1 \sin^3 i = 1.035 \times 10^{-7} (K_1 + K_2)^2 K_2 P (1 - e^2)^{\frac{3}{2}} \odot. \quad (3.10)$$

Die Anpassung der Radialgeschwindigkeitskurven geschah im Rahmen dieser Arbeit mittels des Programms `veloc` von W. Schmutz. Es arbeitet mit dem sogenannten *brute force*-Ansatz, d.h. es variiert alle freien Parameter innerhalb vorgegebener Grenzen so lange, bis der beste Fit gefunden wird. Dies erfordert selbst bei modernen, schnellen Rechenanlagen viel Zeit, wenn sämtliche Parameter gleichzeitig angepaßt werden sollen. Für die umfangreichen Datensätze speziell von HEROS wäre diese Vorgehensweise daher nicht praktikabel; sie ist allerdings auch nicht notwendig.

Bei der Bestimmung der Bahnperiode konnte auf andere Methoden zurückgegriffen werden. So ist für HD 5980 eine exakte photometrisch bestimmte Periode bekannt. Deren Zeitbasis ist bedeutend länger als die der FEROS-Spektren, so daß der Fehler dieser Bestimmung deutlich kleiner ist als der einer spektroskopischen Bestimmung. Um eine möglichst lange Zeitbasis auch bei WR 22 und γ^2 Vel zu erreichen, wurden ältere Datensätze aus der Literatur in die Analyse miteinbezogen. Dazu wurden in einem ersten Schritt alle Bahnparameter anhand der HEROS-Spektren grob bestimmt. In einem nächsten Schritt wurden sämtliche Bahnparameter außer der Periode auf diese grob bestimmten Werte fixiert und eine Periodenanalyse am kompletten Datensatz (d. h. einschließlich der älteren Geschwindigkeitsbestimmungen aus der Literatur) durchgeführt. Im weiteren Verlauf der Analyse wurde die Bahnperiode dann auf den so ermittelten Wert fixiert. Die restlichen Bahnparameter konnten dann mit ausreichender Genauigkeit in einem Schritt an den HEROS- und FEROS-Datensätzen bestimmt werden. Dabei wurde darauf geachtet, daß die Beziehung

$$\sum_i \left(\frac{v_{\text{rad}}(i) - v_{\text{bahn}}(i)}{\Delta v_{\text{rad}}(i)} \right)^2 \sim f$$

erfüllt ist. $v_{\text{rad}}(i)$ und $\Delta v_{\text{rad}}(i)$ bezeichnen die gemessenen Radialgeschwindigkeiten mit Fehlern und $v_{\text{bahn}}(i)$ die mit den Bahnelementen berechnete Radialgeschwindigkeit. f bezeichnet die Anzahl i der Datenpunkte (d. h. die Anzahl der vermessenen Spektren) abzüglich der Anzahl der zu bestimmenden Parameter. Da eine Abschätzung von $\Delta v_{\text{rad}}(i)$ schwierig ist, wurde beim Abweichen von obiger Gleichung der Fehler $\Delta v_{\text{rad}}(i)$ so lange variiert, bis die Beziehung erfüllt war. Dies hatte jedoch nur minimalen Einfluß auf die ermittelten Bahnparameter. Zu jedem Bahnparametersatz wurde anschließend

der Fehler σ_{O-C} (engl. *Observation minus Calculation*) ermittelt. Dieser ist ein guter Indikator für die Güte der ermittelten Bahnparameter.

Die Bahnelemente der beiden Komponenten eines Systems sind nicht unabhängig voneinander. So müssen die Periode P , die Exzentrizität e und der Zeitpunkt des Periastrondurchganges T_0 übereinstimmen. Weiterhin müssen die Periastronwinkel sich gegenüberliegen ($\omega_1 = \omega_2 + 180^\circ$). Dies wurde bei der Analyse berücksichtigt, indem diese Werte für die schwieriger zu vermessende Komponente fixiert wurden. Entsprechende nähere Erläuterungen sind bei den Einzelanalysen gegeben.

3.2 Windbedeckungseffekte in Wolf-Rayet-Sternen

Die Winde von Wolf-Rayet-Sternen sind in erster Näherung (d. h. auf großen räumlichen und zeitlichen Skalen) sphärisch symmetrisch und zeitlich konstant (gemäß Willis 1999 ist dies für etwa 85 % der WR-Sterne erfüllt). Die Spektrallinien sollten in diesem Falle keine Variation im Zeitverlauf zeigen. Auf kleinen Skalen gibt es heute jedoch viele Hinweise aus den Beobachtungen für Strukturen im Wind (sogenannte "Verklumpung") (Willis 1999). Für WR-Doppelsternsysteme existieren jedoch Mechanismen, die trotz eines solch stationären Windes zu Linienprofilvariationen (LPV) der WR-Linien führen können:

- *Bahnbewegung:* Auf Grund der Bewegung der Komponenten um ihren gemeinsamen Schwerpunkt bewegen sich die Spektrallinien gemäß des Dopplereffekts (siehe 3.1).
- *Wind-Wind-Wechselwirkung:* Im allgemeinen besitzen Wolf-Rayet-Sterne Begleiter, die ebenfalls heiß und leuchtkräftig sind und einen (zwar schwächeren, aber ähnlich schnellen) Sternwind besitzen. Besonders in engen Systemen kann der Wind des WR-Sterns mit dem Wind seines Begleiters wechselwirken. Es kommt zur Ausbildung einer Schockzone, die sich durch zusätzliche Emission im Spektrum bemerkbar macht. Zudem sind diese Vorgänge i. a. nicht stationär, sondern zeitlich variabel, was eine zusätzliche Quelle für starke LPVs darstellt. Nähere Ausführungen finden sich bei HD 5980 (Kapitel 6.2).
- *Windbedeckungseffekte:* Auch ohne direkte Wechselwirkung kann der Begleitstern direkt für Profilvariation verantwortlich sein. Beim Umlauf um den WR-Stern kann der Begleiter Teile des ausgedehnten WR-Windes bedecken oder selbst von Teilen des Windes bedeckt werden. Es ist auch denkbar, daß der Begleiter in den Wolf-Rayet-Wind selbst eintaucht. Dadurch werden spezielle Geschwindigkeitsbereiche des Windes abgedeckt oder Emission vom Begleiter abgeschwächt. Diese Effekte sind von der Phasenlage der beiden Sterne abhängig und bewirken so Linienprofilvariationen.

In vorliegender Arbeit sollen speziell die letztgenannten Windbedeckungseffekte untersucht werden. Diese können dazu benutzt werden, die Struktur des Wolf-Rayet-Windes zu untersuchen. Im Prinzip können aus der Art der Bedeckungseffekte Aussagen über die räumliche Ausdehnung, die Ionisationsstruktur, das Geschwindigkeitsgesetz des Windes und über das Helligkeitsverhältnis der Komponenten gemacht werden.

In dieser Arbeit wurde zur Windbedeckungsanalyse das diagnostische Instrument von Auer & Königsberger (1994) (im weiteren AK94) verwendet. In ihrer Veröffentlichung zeigten die Autoren, wie mit relativ einfachen Analysen aus den Profildifferenzen Windinformationen gewonnen werden können. Die

Analyse geschieht mittels eines Programms, das mit der Vorgabe von Wind- und Bahnparametern theoretische Differenzprofile berechnet, die dann mit den beobachteten Profilen verglichen werden. Hierbei wird allerdings der Wind des Begleitsterns vernachlässigt, ebenso wie mögliche zeitliche Schwankungen im Strahlungsstrom des O-Sterns. Durch iteratives Vorgehen werden die Programmparameter so lange variiert, bis eine befriedigende Übereinstimmung mit den Beobachtungen erreicht ist. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß die Methode von AK94 nur Windbedeckungseffekte simulieren kann. In den beobachteten Profilen spiegeln sich jedoch verschiedene Mechanismen der LPVs wider (siehe oben). Können die Effekte der Bahnbewegung durch die exakte Kenntnis der Bahnparameter noch berücksichtigt werden, so sind die möglichen Effekte durch kollidierende Winde derart komplex, daß diese nicht zweifelsfrei aus den Spektren extrahiert werden können. Die Windkollisionseffekte stellen daher eine nicht zu vernachlässigende Fehlerquelle bei der Analyse dar.

Zu einer bestimmten Phase ϕ setzt sich der Strahlungsstrom $F_{\text{tot}}(\nu)$ des Systems daher aus folgenden drei Komponenten zusammen:

$$F_{\text{tot}}(\nu, \phi) = F_{\text{WR+Wind}}(\nu) + F_{\text{O}}(\nu) \exp\{-\tau(\nu, P(\phi))\} - F_{\text{WR-occ}}(\nu, \phi)$$

Der erste Beitrag stammt vom WR-Stern und seinem Wind. Der zweite Teil beschreibt den Strahlungsstrom des O-Sterns, vermindert um den im WR-Wind absorbierten Teil. Dieser Teil wird durch die Absorption τ beschrieben, die vom Absorptionskoeffizienten des WR-Gases und von der Tiefe der Säule $P(\phi)$ abhängt, durch die das Licht des O-Sterns dringen muß. Dabei wird angenommen, daß sich τ über die gesamte Fläche des O-Sterns nicht ändert (sogenannte „*single-ray*“-Näherung). Der letzte Term beschreibt den vom O-Stern verdeckten Fluß des WR-Windes. Da der Strahlungsstrom des WR-Sterns und seines Windes per definitionem konstant, sphärisch symmetrisch und damit phasenunabhängig ist, fällt dieser bei der Differenzenbildung bezüglich einer Referenzphase ϕ_0 heraus:

$$\begin{aligned} \Delta F(\nu, \phi) &= F_{\text{tot}}(\nu, \phi) - F_{\text{tot}}(\nu, \phi_0) \\ &= F_{\text{O}}(\nu) \exp\{-\tau(\nu, P(\phi))\} - F_{\text{O}}(\nu) \exp\{-\tau(\nu, P(\phi_0))\} \\ &\quad - F_{\text{WR-occ}}(\nu, \phi) + F_{\text{WR-occ}}(\nu, \phi_0) \end{aligned}$$

AK94 analysierten UV-Spektren des Systems V 444 Cyg. Obwohl in einem solch engen System (Bahnperiode: 4.2 Tage, Khaliullin 1974; Separation: 38 R_{\odot} , Schweickhardt 1996) starke Wind-Wind-Wechselwirkungen zu erwarten sind, konnten die Autoren die prinzipielle Wirkungsweise ihrer Analysemethode demonstrieren.

Das Programm von AK94 wurde im Rahmen dieser Arbeit für die Analyse exzentrischer Orbits erweitert. In weiten Systemen, wie z. B. bei γ^2 Vel (Separation im Periastron: 158 R_{\odot} , diese Arbeit), werden entsprechend schwächere Wind-Wind-Wechselwirkungen erwartet, so daß eine Bedeckungsanalyse weniger Störeinflüssen ausgesetzt ist.

Von LPVs auf Grund von Wind-Wind-Wechselwirkung wird erwartet, daß diese stark variabel und von Umlauf zu Umlauf verschieden sind. Inwieweit die vorliegenden Spektren davon betroffen sind, kann kontrolliert werden, indem der Profilverlauf einzelner Linien zu verschiedenen Epochen, aber gleicher Phasenlage verglichen wird. Nur wenn sich solche Spektren ähneln, macht eine Windbedeckungsanalyse Sinn. So zeigte sich, daß die Profile von WR 22 und γ^2 Vel auch über längere Zeiträume stabil sind (die IUE-Beobachtungen von γ^2 Vel besitzen eine Zeitbasis von fast 20 Jahren), wohingegen bei HD 5980 von Umlauf zu Umlauf starke Variationen im Profilverlauf auftreten (siehe Kapitel 6.2.1).

Zur weiteren Bearbeitung müssen die Spektren ins Ruhesystem des Wolf-Rayet-Sternes transformiert werden. Dazu dienen die neuen verbesserten Bahnelemente, die im Rahmen dieser Arbeit ermittelt wurden. Um die Effekte der Windbedeckung zu extrahieren, arbeitet das AK94 Programm mit Differenzspektren. Aus dem vorhandenen Datensatz wurde daher ein Referenzspektrum ermittelt, das von allen weiteren Spektren subtrahiert wurde. Die Auswahl dieser Referenzphase geschah unter den Gesichtspunkten, daß einerseits mehrere Spektren um die Phase vorhanden sein sollten (um durch Mittelung ein Spektrum mit hohem S/N -Verhältnis zu erhalten), andererseits sollten zu dieser Phase die Windbedeckungseffekt und eventuelle Wind-Wind-Wechselwirkungen möglichst klein sein. Dies wurde dadurch erreicht, daß Spektren zu der Phase gewählt wurden, bei denen die Projektion des Sternabstandes maximal ist. Letztlich wurden von strategischen Linien dynamische Differenzspektren ermittelt. Diese ermöglichen ein besonders einfaches Erkennen der Effekte im Zeitverlauf und ein leichtes Vergleichen mit den (ebenfalls dynamisch dargestellten) synthetischen Spektren.

Eingabeparameter für die Erzeugung der synthetischen Spektren nach AK94 sind außer den Bahnparametern des Systems auch Angaben zur relativen Helligkeit der beiden Komponenten und zur Windstruktur. Diese wird mittels der Opazität, der maximalen Ausdehnung des emittierenden Gebietes und des Geschwindigkeitsgesetztes, d. h. der Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit von der Entfernung des Sterns, charakterisiert. Vorteil des Programms ist dabei, daß es mit beliebigen Geschwindigkeitsfeldern arbeitet. So werden im allgemeinen Radien-Geschwindigkeitspaare vorgegeben, zwischen denen das Programm einen linearen Verlauf annimmt; es ist aber auch die Angabe eines β -Gesetzes¹ möglich. Diese Eingabeparameter werden iterativ so lange verändert, bis eine befriedigende Übereinstimmung mit den beobachteten Profilen erreicht ist.

¹Bei strahlungsgetriebenen Winden wird üblicherweise ein Potenzgesetz mit dem Exponenten β , der die Größe der Beschleunigung festlegt, angenommen. Die übliche Form des Gesetzes lautet: $v(r) = v_0 + (v_\infty - v_0)(1 - R_*/r)^\beta$.

Teil II

Einzelanalysen

Kapitel 4

WR 22

Mit den umfangreichen HEROS-Beobachtungen gelang es zum ersten Mal, einen kompletten Bahnlauf von WR 22 mit hoher Zeitauflösung zu überwachen. Dieses Datenmaterial wird dazu verwendet, die Bahnparameter des Systems zu ermitteln, um so zu einer genauen Massenbestimmung der einzelnen Komponenten zu gelangen. Zusätzlich wird die Spektralklassifikation des Begleitsterns und mögliche Windbedeckungseffekte diskutiert.

4.1 Einleitung

WR 22 (HR 4188, HD 92740) ist einer der hellsten Wolf-Rayet-Sterne ($v = 6^m40$; Smith 1968; Schmutz & Vacca 1991). Lundström & Stenholm (1984) betrachten WR 22 als sehr wahrscheinliches Mitglied der Carina OB1 Assoziation. Mittels des Entfernungsmoduls von Car OB1, $y_0 = 12.1$, ergibt sich daraus, daß WR 22 auch einer der intrinsisch hellsten Wolf-Rayet-Sterne ist ($M_v = -6.85$ mag; Crowther et al. 1995).

Die Atmosphäre von WR 22 enthält einen beträchtlichen Anteil an Wasserstoff (Massenanteil: $X_H = 40\%$; Hamann et al. 1991). Die Anwesenheit von Wasserstoff in der Atmosphäre von „klassischen“ Wolf-Rayet-Sternen ist ungewöhnlich; allerdings ist diese Eigenschaft unter den WN 7 ha Typen weit verbreitet (Crowther et al. 1995). Der Klassifikationszusatz „ha“ bezieht sich auf Absorptionen der höheren Balmerlinien, welche sich in Phase mit den Emissionslinien des WR-Sterns bewegen (Smith et al. 1996). Folglich sind diese Absorptionen Teil des Wolf-Rayet-Spektrums und gehören nicht zum Begleitstern. Obwohl WR 22 bei van der Hucht et al. (1981, 1988) als SB 1 („*single-lined spectroscopic binary*“) geführt wird, zeigt er doch ein SB 2-Spektrum („*double-lined spectroscopic binary*“). Allerdings sind die Absorptionen des Begleiters extrem schwach und können nur in Spektren mit sehr hohem Signal-zu-Rausch-Verhältnis beobachtet werden.

Schon mehrere Veröffentlichungen in den letzten 25 Jahren beschäftigten sich mit der Bahnbestimmung des Systems: Niemela (1973), Moffat & Seggewiss (1978), Conti et al. (1979), Niemela (1979) und schließlich Rauw et al. (1996). Alle Analysen lieferten ähnliche Ergebnisse für die Bahnparameter der WR-Komponente. Die eigentliche Herausforderung dieses Systems liegt in der Bestimmung der Geschwindigkeitskurve des schwachen Begleiters. Nur mit dieser ist auch eine Massenbestimmung möglich. Conti et al. (1979) entdeckten einige zusätzliche Absorptionen in den Balmer- und He II-Linien. Sie folgerten ein Massenverhältnis $q = \mathfrak{M}_{WR}/\mathfrak{M}_O \sim 2$. Bei Niemela (1979) findet sich die erste

Massenbestimmung des Begleiters, gestützt auf wenige, sehr schwache Absorptionslinien. Sie folgerte Massen von $\mathfrak{M}_{\text{WR}} \sin^3 i = 64 \mathfrak{M}_{\odot}$ beziehungsweise $\mathfrak{M}_{\odot} \sin^3 i = 24 \mathfrak{M}_{\odot}$. Die letzte Massenbestimmung wurde von Rauw et al. (1996) mit verbessertem Beobachtungsmaterial durchgeführt und brachte folgende Ergebnisse: $\mathfrak{M}_{\text{WR}} \sin^3 i = 71.7 \mathfrak{M}_{\odot}$ und $\mathfrak{M}_{\odot} \sin^3 i = 25.7 \mathfrak{M}_{\odot}$. Alle Analysen stimmen darin überein, daß WR 22 der massereichste, je „gewogene“ Wolf-Rayet-Stern ist. Als solcher verdient er besondere Aufmerksamkeit.

WR 22 ist ein bedeckungsveränderliches System mit nur einer beobachtbaren Bedeckung. Zu diesem Zeitpunkt steht der WR-Stern vor seinem Begleiter (Balona et al. 1989, Gosset et al. 1991). Zur zweiten Konjunktion wurde noch keine Helligkeitsvariation beobachtet. Da es sich bei WR 22 um ein weites Doppelsternsystem mit einer Bahnperiode von $P \approx 80$ Tagen handelt, läßt dies auf einen Inklinationwinkel i nahe 90° schließen. Mit Hilfe der beobachteten Tiefe der Bedeckung von 0.07 bis 0.09 mag kann man folgern, daß auch der Begleiter ein leuchtkräftiges Objekt sein muß. Die Helligkeitsdifferenz zum Wolf-Rayet-Stern ist kleiner als $M_V < 2.8$ mag (Rauw et al. 1996).

4.2 Bestimmung der Bahnelemente

Im folgenden Teil der Arbeit werden die Bahnparameter des Systems mit Hilfe von Radialgeschwindigkeitskurven bestimmt. Durch einen Vergleich mit älteren Daten aus der Literatur wird zuerst die Umlaufzeit ermittelt, bevor dann die weiteren Bahnelemente mittels der reinen HEROS-Daten bestimmt werden.

4.2.1 Die Bahnperiode

Zahlreiche Bestimmungen der Umlaufzeit sind in der Literatur zu finden. Niemela (1973) ermittelte eine Periode von 10.04 Tagen mittels 14, im Zeitraum von zwei Jahren gesammelter, Spektren. Moffat & Seggewiss (1978) benutzten 25 Spektren aus den Jahren 1970, 1976 und 1977; sie erhielten eine beste Periode von 80.35 Tagen. Den gleichen Wert ermittelten auch Conti et al. (1979), die die älteren Daten von Niemela mit 83 neueren Beobachtungen aus den Jahren 1972 bis 1977 verglichen. Schließlich berechneten Rauw et al. (1996) eine Periode von 80.325 Tagen. Sie benutzten mehr als 200 Spektren (gewonnen im Zeitraum von acht Jahren) und zogen auch photometrische Daten in die Analyse mit ein.

Um eine möglichst exakte Bestimmung der Bahnperiode zu erreichen, ist eine große Zeitspanne der Daten von unschätzbarem Vorteil. Hierzu bietet sich ein Vergleich mit älteren Daten aus der Literatur an. Im vorliegenden Fall wurden die ermittelten Radialgeschwindigkeiten der HEROS-Spektren mit den Daten von Moffat & Seggewiss (1978, Tabelle 1) und Conti et al. (1979, Tabelle 3) verglichen. Dadurch wurde eine Zeitbasis von 26 Jahren erreicht. Um bessere Vergleichsmöglichkeiten zu erhalten, wurden nur Daten von offenbar isoliert liegenden Linien benutzt. Dies beschränkte die Analyse auf die Emissionen N IV $\lambda 4057.8$ und He II $\lambda 4685.7$, welche bei beiden Autoren vermessen wurden, und auf N V $\lambda 4603.7$, deren Analyse sich nur bei Moffat & Seggewiss (1978) findet.

Bevor die HEROS-Daten mit den älteren Datensätzen zusammengefügt werden konnten, war es erforderlich, deren unterschiedliche Systemgeschwindigkeiten anzugleichen. Im Anschluß daran wurde die Bahnperiode am kompletten Satz von Radialgeschwindigkeiten bestimmt. Die restlichen Bahnelemente e , ω , T_0 , γ und K wurden dabei auf Werte fixiert, die die reine, jedoch nur grobe, Analyse der HEROS-Spektren lieferte. Auf Grund der hohen Qualität der HEROS-Spektren, konnte die Bestimmung

dieser Parameter viel exakter durchgeführt werden, als dies mit dem Datenmaterial älterer Publikationen möglich gewesen wäre.

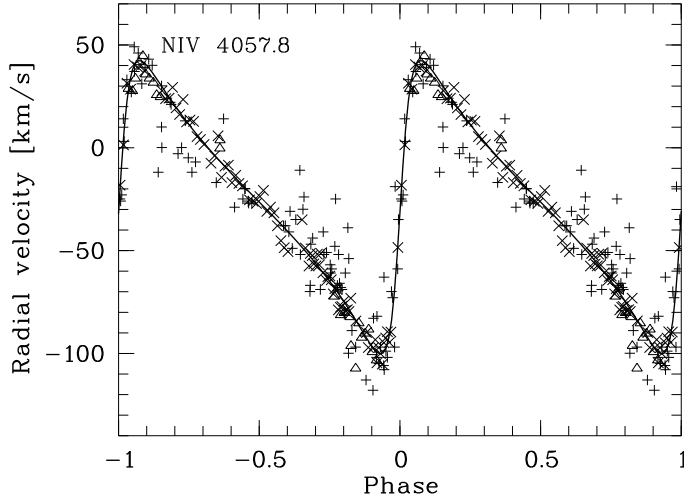


Abbildung 4.1: Beobachtete Radialgeschwindigkeiten der NIV $\lambda 4057.8$ Emissionslinie. Kreuze (\times) beschreiben die HEROS-Messungen im Jahr 1996. Pluszeichen (+) bezeichnen Daten von Conti et al. (1979) aus den Jahren 1972 bis 1977 und die Dreiecke markieren Werte von 1970, 1976 und 1977 (gesammelt von Moffat & Seggewiss 1978). Die durchgezogene Linie markiert die ermittelte Radialgeschwindigkeitskurve für den kompletten Datensatz mit einer Periode von $P = 80.336$ Tagen.

Abbildung 4.1 zeigt die Analyse für den kompletten Datensatz von NIV 4057.8. Die durchgezogene Linie markiert die ermittelte Radialgeschwindigkeitskurve für eine Periode von $P = 80.336$ Tagen. Kreuze (\times) zeigen die HEROS-Beobachtungen, Dreiecke markieren die Daten von Moffat & Seggewiss (1978) (korrigiert um $\Delta\gamma = -4.3 \text{ km s}^{-1}$) und Pluszeichen (+) bezeichnen die Werte von Conti et al. (1979) (korrigiert um $\Delta\gamma = -1.9 \text{ km s}^{-1}$). Die Abbildung zeigt eindrucksvoll die sehr gute Qualität der HEROS-Daten: die Streuung der Kreuze (\times) um die Bahnkurve ist sichtlich kleiner als die der anderen Symbole.

Für die NIV $\lambda 4057.8$ Emission wurde eine Periode von $P = 80.3354$ Tagen, für die He II $\lambda 4685.7$ Linie ein Wert von $P = 80.3350$ Tagen und für N V $\lambda 4603.7$ eine Umlaufdauer von $P = 80.3375$ Tagen ermittelt. Auf Grund der ähnlichen Qualitäten aller Analysen, wurde der gemittelte Wert für die Bahnperiode bestimmt:

$$\bar{P} = 80.336 \pm 0.0013 \text{ Tage}$$

Im weiteren Verlauf der Bahnbestimmung wurde die Periode stets auf diesen Wert fixiert.

4.2.2 Die Geschwindigkeitsamplitude des WR-Sterns

Alle Linien, die in den Spektren klar zu erkennen sind, gehören zum Wolf-Rayet-Stern. Das Spektrum ist dominiert von den breiten Emissionslinien des Stickstoffes und des Heliums. Zusätzlich sind die hohen Balmerlinien in Absorption zu erkennen. Diese Beiträge gehören jedoch nicht zum Begleitstern, da auch diese in Phase mit den breiten Emissionen variieren. Niemela (1979) und Conti et al. (1979) analysierten mehrere Absorptions- und Emissionslinien, entschieden sich aber letztlich, die schmalen Emissionen von Stickstoff und Silizium zu benutzen, um den Orbit des WN 7-Sterns zu berechnen: Conti et al. (1979) bestimmten die Geschwindigkeitsamplitude zu $K_{\text{WR}} = 77 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ und Niemela (1979) zu

$K_{\text{WR}} = 74 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$. Moffat & Seggewiss (1978) analysierten ebenso mehrere Linien, benutzten letztlich zur Orbitbestimmung des WR-Sterns nur N IV $\lambda 4057.6$. Sie erhielten: $K_{\text{WR}} = 70 \text{ km s}^{-1}$. Dieselbe N IV-Linie wurde auch von Rauw et al. (1996) gewählt; sie berechneten $K_{\text{WR}} = 72.3 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$.

Durch den großen Spektralbereich der HEROS-Daten ist es möglich, verschiedene Linien von sehr guter Qualität über den kompletten optischen Wellenlängenbereich zu analysieren. In dieser Untersuchung wurden mehr als 15 starke Emissions- und Absorptionslinien untersucht. Die volle Linienbreite der Emissionen variiert im Bereich von ± 300 bis $\pm 1700 \text{ km s}^{-1}$ je nach Ionisationsgrad, Multiplettstruktur oder sogenannter „blends“ (Mischungen engzusammenliegender Spektrallinien). Um die Radialgeschwindigkeiten zu vermessen, wurden Gaußprofile an die Emissions- und Absorptionslinien angepaßt. Um darüberhinaus die Qualität des Fits an den Profilflügeln zu verbessern, wurde eine Kombination aus Gauß- und Lorenzprofil an die schmalsten Stickstoffemissionen getestet. Da es dadurch zu keiner signifikanten Änderung der resultierenden Bahnelemente kam (außer einer kleinen Verschiebung der Systemgeschwindigkeit γ), wurden letztlich nur Gaußprofile zur Anpassung benutzt. Die größten Schwierigkeiten im Vermessen der Radialgeschwindigkeiten ergaben sich durch die Variabilität der Linienformen. Teile dieser Profilvariationen erscheinen klar systematisch, andere Veränderungen scheinen stochastisch zu sein.

Die Anpassung der Bahnelemente geschah mittels einer modifizierten Version des Programms `veloc` von W. Schmutz, indem die Summe der quadratischen Abweichungen minimiert wurde. Dabei wurden sämtliche freien Bahnparameter (γ , e , ω , T_0 und K) variiert; nur die Bahnperiode wurde auf den in Abschnitt 4.2.1 ermittelten Wert von $P = 80.336$ Tage fixiert.

Zusätzlich zu den Bahnelementen liefert die Anpassungsroutine auch die Standardabweichung $\sigma_{\text{O-C}}^1$. Für jede Linie wurden daher verschiedene Anpassungen zur Radialgeschwindigkeitsbestimmung durchgeführt. Dabei wurden zum einen die Linienbreite und -intensität auf ihre durchschnittlichen Werte fixiert, zum anderen wurde diese bei jedem Spektrum neu angepasst. Die kleinsten Abweichungen ($\sigma_{\text{O-C}}$) der anschließenden Bahnanalyse lieferte die erste Methode, bei der Profilintensität und -breite auf einen mittleren Wert festgesetzt waren.

Tabelle 4.1 zeigt die berechneten Intensitäten, Breiten (FWHM^2), und Bahnelemente für verschiedene Stickstofflinien. Die Geschwindigkeitsamplituden dieser Linien zeigen ein homogenes Bild. Man findet einen Wert von $K_{\text{WR}} = 70.2 \text{ km s}^{-1}$ mit einer Standardabweichung von 1.6 km s^{-1} von den N III bis zu den hochionisierten N V-Linien. Nur die P Cygni-Absorption von N V $\lambda 4604$ weicht von diesem einheitlichen Resultat ab. Allerdings zeigen die Datenpunkte dieser N V-Linie eine größere Streuung von der ermittelten Bahn als die anderen Stickstofflinien.

Die gute Qualität der Bahnbestimmung zeigt ebenso wie Abbildung 4.1 auch Abbildung 4.2. Hierin zeigen Kreuze (\times) die gemessenen Radialgeschwindigkeiten von N IV $\lambda 6219.9$; die 1σ -Fehler liegen im Bereich von 5 km s^{-1} . Die durchgezogene Linie markiert die ermittelte Bahnkurve mit den Parametern aus Tabelle 4.1.

Zusätzlich wurden auch Balmer-, He II-Linien und die Si IV $\lambda 4089$ Emission analysiert. Deren Bahnbestimmungen sind von unterschiedlicher Qualität und zeigen kein einheitliches Bild (siehe Tabelle 4.2).

Die höheren Balmerlinien (beginnend ab H ϵ) sind in Absorption. Die besten Anpassungen waren für die H 10 und die H 9 Linie möglich. Beide Linien zeigen jedoch eine signifikant höhere Streuung um die ermittelte Bahnkurve als die Stickstofflinien. Die resultierenden Geschwindigkeitsamplituden dieser

¹engl. **O**bservation minus **C**alculation

²engl. **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum

Tabelle 4.1: Bahnelemente des Wolf-Rayet-Sterns bestimmt aus den Radialgeschwindigkeitsvariationen von verschiedenen Stickstofflinien (in Emission, wenn nichts anderes vermerkt). Die Bahnperiode wurde mit $P = 80.336$ Tagen fixiert.

	Intensität	FWHM [Å]	γ^a [km s ⁻¹]	e	ω [deg]	T_0 JD 2 400 000.5+	K [km s ⁻¹]	σ_{O-C} [km s ⁻¹]
N III $\lambda 4097$	0.19	3.75	-19.0	0.588	267.3	50 127.04	70.05	12.4
N III $\lambda 4379$	0.10	2.84	-11.2	0.587	269.9	50 127.25	71.02	8.0
N III $\lambda 4634$	0.37	4.20	-44.9	0.604	268.3	50 126.85	69.72	6.9
N III $\lambda 4640$	0.58	6.26	-26.7	0.613	269.8	50 127.05	70.51	6.5
N IV $\lambda 4058$	0.47	2.85	-27.5	0.600	268.0	50 126.90	71.10	4.4
N IV $\lambda 6220$	0.11	2.38	-13.4	0.596	265.8	50 126.70	70.43	5.3
em N V ^b $\lambda 4604$	0.18	2.39	145.7	0.587	268.1	50 126.82	71.32	6.0
abs N V ^c $\lambda 4604$	-0.13	4.38	0.6	0.591	263.4	50 126.51	66.76	10.1

^a Referenzwellenlängen: 4097.3, 4379.1, 4634.2, 4640.6, 4057.8, 6219.9 und 4603.7

^b P Cyg-Profil: gleichzeitige Anpassung eines Doppelgaußprofils zur Vermessung der Absorption und Emission. Bahnanalyse mittels der Emissionskomponente.

^c wie ^b, aber Bahnanalyse mittels der Absorptionskomponente.

Balmerabsorptionen sind niedriger als die Werte der Stickstofflinien. Dieser Effekt wurde bereits von Moffat & Seggewiss (1978) und Conti et al. (1979) beschrieben. Eine mögliche Erklärung hierfür wurde ebenfalls schon von diesen Autoren genannt: Der Begleiter des Wolf-Rayet-Sterns (ein O-Stern, siehe 4.3) besitzt Balmerabsorptionen, die sich gegenphasig zu den WR-Absorptionen bewegen. Dadurch werden die Absorptionen des Wolf-Rayet-Sterns gestört, was eine kleinere Geschwindigkeitsamplitude zur Folge hat.

Genauer zeigt dies Abbildung 4.3 mit den gemessenen Geschwindigkeiten der H 9 Absorption (die 1σ -

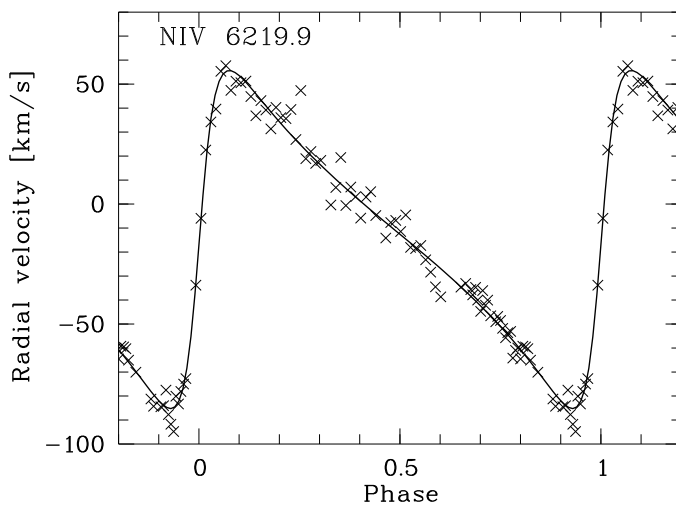


Abbildung 4.2: Phasendiagramm der Radialgeschwindigkeiten von NIV $\lambda 6219.9$. Kreuze (\times) markieren die HEROS-Beobachtungen (1σ -Fehler: ~ 5 km s⁻¹). Die durchgezogene Linie zeigt die Bahnlösung mit den Parametern aus Tabelle 4.1.

Tabelle 4.2: Bahnelemente des Wolf-Rayet-Sterns bestimmt aus den Radialgeschwindigkeitsvariationen von verschiedenen H-, He- und Si-Linien (in Emission, wenn nichts anderes vermerkt). Die Bahnperiode wurde mit $P = 80.336$ Tagen fixiert.

	γ^a [km s ⁻¹]	e	ω [deg]	T_0 JD 2 400 000.5+	K [km s ⁻¹]	σ_{O-C} [km s ⁻¹]
abs H 10 λ 3798	7.5	0.652	227.7	50 122.89	63.43	23.1
abs H 9 λ 3835	-122.2	0.498	226.4	50 122.55	52.39	22.8
H δ λ 4102	155.7	0.539	252.4	50 125.77	75.71	18.1
H ϵ λ 4861	120.2	0.612	263.3	50 126.33	81.89	13.9
H α λ 6563	38.7	0.614	268.2	50 126.85	74.60	6.5
abs He II ^b λ 4200	-142.3	0.586	267.4	50 126.91	67.66	12.1
abs He II ^b λ 4541	-140.8	0.576	258.3	50 125.80	78.41	8.8
He II λ 4686	56.9	0.600	268.6	50 126.87	73.80	4.1
Si IV λ 4089	-24.6	0.640	272.9	50 127.30	76.90	9.2

^a Referenzwellenlängen: 3797.9, 3835.4, 4101.7, 4861.3, 6562.8, 4199.8., 4541.6, 4685.7 und 4088.9

^b P Cyg-Profil: gleichzeitige Anpassung eines Doppelgaußprofils zur Vermessung der Absorption und Emission. Bahnanalyse mittels der Absorptionskomponente.

Fehler sind hierbei deutlich größer als die der Stickstofflinien: ~ 23 km s⁻¹). Die angepaßte Bahnkurve (gestrichelte Linie) unterscheidet sich stark von der abgeleiteten Bahnkurve der Stickstofflinien (durchgezogene Linie, mit angepaßtem γ -Wert).

Interessanterweise differieren die beiden Lösungen nur bei positiven Geschwindigkeitsverschiebungen signifikant. Zu diesem Zeitpunkt ist die blauverschobene P Cygni-Absorption des Wolf-Rayet-Sterns durch die Bahnbewegung rotverschoben und fällt mit der Absorption des O-Sterns zusammen.

Die Parameter der niedrigen Balmeremissionen zeigen ein ähnliches Verhalten wie die Stickstofflinien. Die Streuung der Meßpunkte ist kleiner, besonders für H α . Die Hauptschwierigkeit dieser Linien war jedoch deren Vermessung. Die Profile dieser Linien sind weit von einem einfachen Gaußprofil entfernt (so ist zum Beispiel H δ durch N III λ 4103.4 gestört). Weiterhin mußten wegen der Nachbarschaft von H δ zu Si IV λ 4088.9 (P Cyg-Profil), N III λ 4097.3 und Si IV λ 4116.1 gleichzeitig vier Emissionen und eine Absorption an die Spektren angepaßt werden. Daher ist es möglich, daß die Linienzentren nicht mit hoher Genauigkeit gefunden wurden. Dieses Problem würde vor allem den resultierenden K -Wert beeinflussen. Aus diesem Grund wurde darauf verzichtet, die niedrigen Balmerlinien in die Bestimmung der Geschwindigkeitsamplitude K miteinzubeziehen.

In Tabelle 4.2 werden auch Bahnparameter aufgeführt, die mittels dreier He II-Linien bestimmt wurden. Für die He II-Linien mit P Cygni-Profil (bei 4 199.8 und 4 541.6 Å) wurde dabei ein Linienprofil angepaßt, das aus einer gaußschen Absorptions- und Emissionskomponente bestand. Mittels der Zentralwellenlängen der Absorptionskomponenten wurde anschließend die Bahnbestimmung durchgeführt. Diese war genauer als die entsprechende Analyse mittels der Emissionskomponenten. Die He II λ 4685.7 wurde mittels eines einfachen Emissionsgaußprofils vermessen. Die Bahnbestimmung führte zu einem sehr kleinen Fehler, aber auch für diese Linie gab es ähnliche Probleme wie für die Balmeremissionen: das Linienprofil ist nicht gaußförmig, so daß das Linienzentrum wahrscheinlich nicht sehr genau

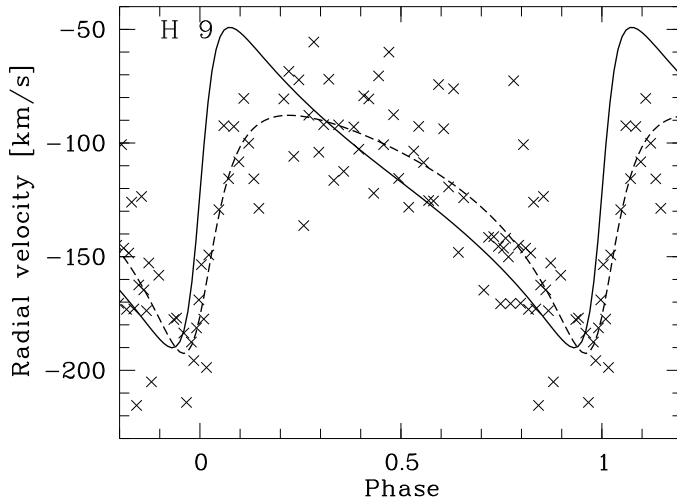


Abbildung 4.3: Phasendiagramm der Radialgeschwindigkeiten von H 9. Kreuze (x) markieren die HEROS-Beobachtungen (1σ -Fehler: $\sim 23 \text{ km s}^{-1}$). Die gestrichelte Linie stellt die Bahnkurve mit den Parametern der Tabelle 4.2 dar. Die Lösung der Stickstofflinien (siehe Tabelle 4.1) mit angepaßtem γ zeigt die durchgezogene Linie. Die H 9 Linie ist offensichtlich am meisten bei positiven Geschwindigkeitsverschiebungen (um Phase 0.2) verzerrt. Hier wird die P Cygni-Absorption des WR-Sterns von der Absorption des O-Sterns gestört.

getroffen wurde.

Letztlich zeigt Tabelle 4.2 auch die ermittelten Bahnelemente der Si IV $\lambda 4088.9$ -Emission. Wie bereits erwähnt, war die Vermessung dieser Linie nur mittels einer gleichzeitigen Anpassung der gesamten 4100 \AA Region möglich (vier Emissions- und ein Absorptionsgaußprofil). Die Emissionskomponente dieses P Cygni-Profiles zeigt einen gleichmäßigen Verlauf und lieferte Bahnparameter mit nur kleinem Fehler. Allerdings ist die Geschwindigkeitsamplitude K dieser Lösung signifikant größer als die der Stickstofflinien. Grund hierfür ist wahrscheinlich die P Cygni-Absorption, die zeitlich stark variabel ist und dabei das Emissionsprofil verändert.

Da das Vermessen der Stickstofflinien genauer möglich war, wurde die Bestimmung der WR-Bahnparameter nur mittels dieser Linien durchgeführt. Bei der Berechnung des Mittelwerts wurde allerdings auf das Ergebnis der N V $\lambda 4603.7$ -Emission verzichtet, da diese eventuell durch die variable Absorptionskomponente gestört ist. Die restlichen Geschwindigkeitsamplituden der Stickstofflinien aus Tabelle 4.1 liefern einen Durchschnittswert von

$$\bar{K}_{\text{WR}} = 70.62 \pm 0.32 \text{ km s}^{-1}.$$

4.2.3 Die Geschwindigkeitsamplitude des Begleitsterns

Bei einer sorgfältigen Untersuchung der Spektren von WR 22 kann man zusätzliche schwache Absorptionen von Balmer- und He II-Linien erkennen, die sich gegenphasig zu den anderen Emissions- und Absorptionskomponenten bewegen (Conti et al. 1979; Niemela 1979; Rauw et al. 1996).

Die stärksten Spektrallinien des Begleitsterns sind die Absorptionen von He I. Aber selbst für diese Linien benötigt man ein höheres S/N als das der HEROS-Einzelspektren, um die Radialgeschwindigkeiten sicher zu vermessen. Mittels der großen Anzahl von HEROS-Einzelspektren konnte dieses Problem gelöst werden. Dazu wurden sogenannte *Dynamische Spektren* konstruiert. In einem ersten Schritt wurde aus den einzelnen Spektren der Geschwindigkeitsbereich um die Laborwellenlänge der He I-Linien extrahiert und die Spektren unter Beibehaltung der Auflösung in den Geschwindigkeitsraum rebinnt.

Auf diesen dynamischen Spektren ist die Bewegung der Absorptionen zu verfolgen. Speziell die He I-Absorptionslinien bei 3819.7; 4471.6 und 4921.9 Å sind klar zu erkennen. In einem zweiten Schritt wurden sechs der Dynamischen Spektren von He I-Linien gemittelt, um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhöhen. Abbildung 4.4 zeigt die gemittelten dynamischen Spektren von He I $\lambda\lambda$ 3819.7; 4143.8; 4387.9; 4471.6; 4713.3; 4921.9. Die Intensitäten sind hierbei in Graustufen kodiert (von schwarz = Absorption bis weiß = Emission). Über den dynamischen Spektren sind alle Einzelspektren im Geschwindigkeitsbereich aufgetragen. Die Grenzintensitäten für die Graustufendarstellung werden durch gestrichelte Linien angedeutet, während die Graustufen selbst am rechten Bildrand abgebildet sind (weitere Informationen zur Darstellung von Dynamischen Spektren siehe Kaufer et al. 1996). Zur Kontrastverstärkung wurde in Abbildung 4.4 ein Medianfilter in x- und y-Richtung mit einem 3 Pixel-Radius verwendet. Im resultierenden Spektrum ist die stark exzentrische Bewegung der Absorption klar zu erkennen.

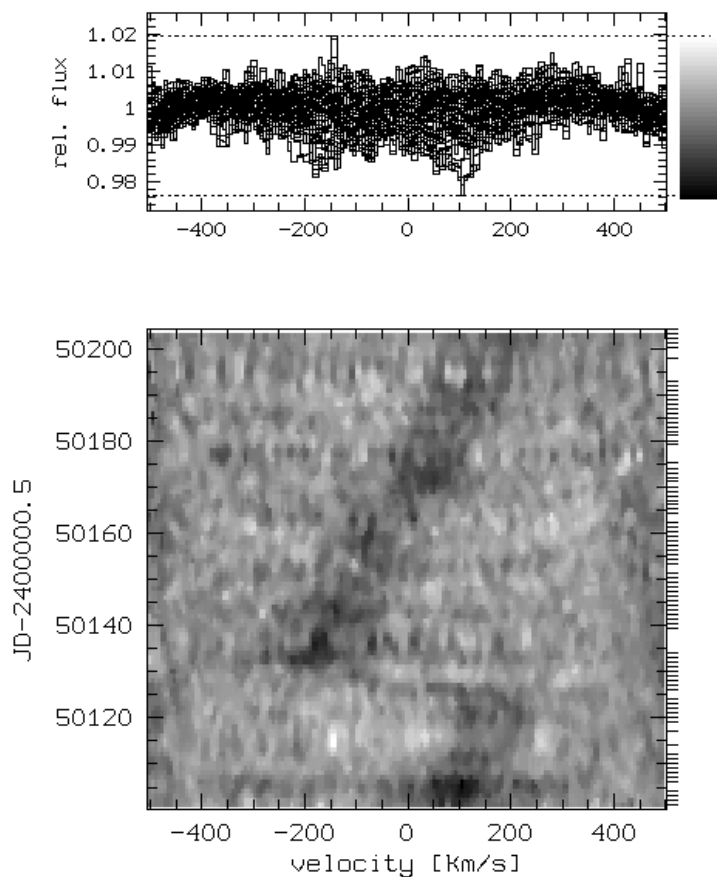


Abbildung 4.4: Dynamisches Spektrum von He I-Absorptionen des Begleitsterns (gemittelttes Bild). Die dynamischen Spektren der He I $\lambda\lambda$ 3819.7; 4143.8; 4387.9; 4471.6; 4713.3; 4921.9-Absorptionen wurden im Geschwindigkeitsraum gemittelt, um das S/N zu erhöhen.

Um diese Bewegung des Begleiters zu vermessen, wurden drei verschiedene Methoden ausprobiert:

- An jedes Spektrum von Abbildung 4.4 wurden unabhängig voneinander Gaußprofile mit freien Parametern angepaßt. Das Ergebnis ist nicht befriedigend, da in vielen Fällen die Absorptionen von der Anpassungsroutine nicht richtig lokalisiert werden konnten. Die mit dieser Methode abgeleiteten Bahnparameter sind in Tabelle 4.3 (Zeilen 1A, 1B) angegeben. In Zeile A wurde nur

Tabelle 4.3: Abgeleitete Bahnelemente mittels der Daten aus Abbildung 4.4. Die Zeilen 1A und 1B wurden mit Radialgeschwindigkeiten berechnet, die durch eine Gaußanpassung an jedes einzelne Spektrum ermittelt wurden. In den Zeilen 2A und 2B wurden Geschwindigkeiten benutzt, die durch eine Inspektion per Auge bestimmt wurden. Schließlich zeigen die Zeilen 3A und 3B die Bahnparameter der Geschwindigkeiten, die mittels eines zweidimensionalen Fits an die Daten berechnet wurden. Fixierte Parameter sind mit einem @ markiert.

	γ [km s ⁻¹]	e	ω [deg]	T_0 JD 2 400 000.5+	K [km s ⁻¹]	σ_{O-C} [km s ⁻¹]
1A	1.6	0.46	83.9	50 128.3	166.8	21.7
1B	-5.1	0.60@	88.2@	50 127.0@	192.3	27.1
2A	14.9	0.56	89.1	50 128.9	189.6	21.1
2B	33.1	0.60@	88.2@	50 127.0@	162.6	49.8
3A	-2.7	0.59	89.1	50 127.4	189.6	19.6
3B	-3.0	0.60@	88.2@	50 127.0@	189.9	20.6

die Periode fixiert, in Zeile B zusätzlich auch die Werte von e , ω_O und T_0 (siehe Kapitel 4.2.4). Fixierte Werte sind mit dem @-Symbol gekennzeichnet.

- Desweiteren wurde eine Inspektion per Auge durchgeführt. Der Nachteil dieser Methode liegt auf der Hand: sie ist subjektiv; allerdings hat das Auge die Fähigkeit, die Bewegung der Absorption über den kompletten Orbit zu verfolgen. Die Lösungen dieser Methoden finden sich in den Zeilen 2A (P fixiert) und 2B (P , e , ω_O und T_0 fixiert).
- Letztlich wurde eine Methode benutzt, die das gesamte dynamische Spektrum modelliert. Allerdings wurde dabei ein konstantes Gaußprofil zu allen Phasen angenommen. Die freien Parameter bei der Modellierung sind die Parameter der Gaußfunktion des gemittelten Profils und die Radialgeschwindigkeiten v_r der einzelnen Phasenbins. Dieses nichtlineare χ^2 -Optimierungsproblem wurde mittels der Levenberg-Marquardt-Routinen der *Numerical Recipes* (Press et al. 1992) gelöst. Zum Erreichen der Konvergenz waren ungefähr 10 Iterationen erforderlich. Beim Setzen verschiedener Startwerte nahe der Lösung wurden innerhalb der beobachteten Fehler dieselben Resultate erzielt. Die Zeilen 3A und 3B von Tabelle 4.3 enthalten die Bahnlösungen. Abbildung 4.5 zeigt graphisch die Lösung der Zeile 3B. Kreuze (×) markieren die gemessenen Radialgeschwindigkeiten, die mittels der iterativen Methoden bestimmt wurden. Der 1σ -Fehler der Geschwindigkeitsbestimmung liegt dabei im Bereich von 20 km s⁻¹.

Die Lösungen der verschiedenen Methoden sind recht ähnlich. Dies stärkt das Vertrauen in die schwierige Messung der Radialgeschwindigkeiten. Zudem liefern die Bahnlösungen mit freien Parametern (Zeilen 1A, 2A und 3A) Werte, die den Bahnelementen des WR-Sterns entsprechen (e ; T_0 ; $\omega_O = \omega_{WR} - 180^\circ$, vergleiche Tabelle 4.1).

Die Fehler der Bahnbestimmungen für den Begleitstern sind signifikant größer als die für den Wolf-Rayet-Stern. Aus diesem Grund ist es angebracht, die Lösungen zu favorisieren, bei denen die Parameter e , T_0 und ω durch den WR-Orbit definiert sind (Zeilen B).

Erwähnenswert ist allerdings die große Differenz der σ -Werte in den Zeilen 2A und 2B. Die Bahnanalyse bei 2B ist sehr empfindlich bezüglich des fixierten Periastrondatums T_0 . Die gegebene Lösung

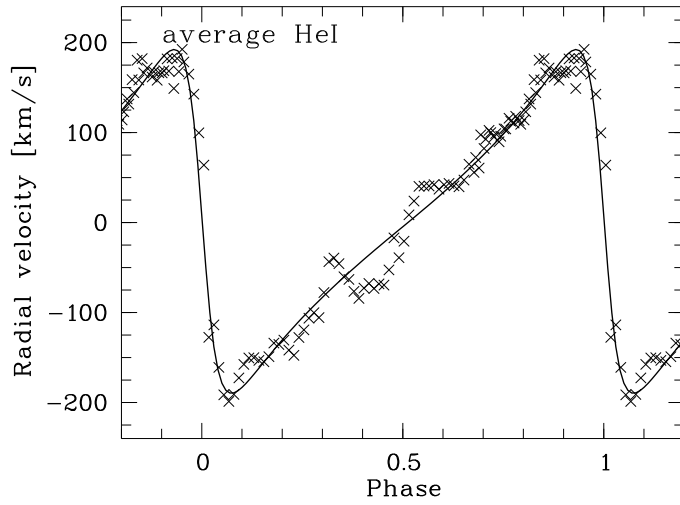


Abbildung 4.5: Phasendiagramm der Radialgeschwindigkeiten von den gemittelten He I-Absorptionen aus Abbildung 4.4. Kreuze (×) markieren die mittels iterativer Methode gemessenen Radialgeschwindigkeiten (siehe Text). Die durchgezogene Linie gibt die Bahnlösung mit den Parametern aus Tabelle 4.3, Zeile 3C an.

reproduziert die ermittelten Radialgeschwindigkeiten nicht adäquat. Es ist möglich, daß die Inspektion per Auge etwas unsauber war, da sich zu diesem Zeitpunkt die Radialgeschwindigkeiten sehr schnell ändern (vergleiche Abbildung 4.4). Für die Methoden 1 und 3 ist es hingegen angebracht, die Lösungen B zu favorisieren. Letztlich scheint Methode 3 das zuverlässigste Ergebnis zu liefern:

$$K_O = 190 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$$

Es ist schwierig, den Fehler für die Geschwindigkeitsamplitude zu beurteilen. Der angegebene Wert ist etwas willkürlich auf die Hälfte der σ_{O-C} -Streuung der Daten gesetzt.

4.2.4 Die restlichen Bahnelemente

Die älteren Untersuchungen des WR 22-Orbits lieferten kein einheitliches Bild für die Exzentrizität des Systems. Niemela (1979) erhielt $e = 0.61 \pm 0.02$ für einige Emissionen und $e = 0.64 \pm 0.02$ für die Absorptionen. Moffat & Seggewiss (1978) erhielten als beste Lösung $e = 0.55 \pm 0.05$ und Conti et al. (1979) $e = 0.64 \pm 0.01$ für die Emissionen und $e = 0.62 \pm 0.02$ für die Absorptionen. Conti et al. (1979) berichten auch von einigen extremen Werten: $e = 0.45$ für die N v $\lambda\lambda 4603; 4619$ -Absorptionslinien und $e = 0.72$ für die He II $\lambda 4686$ -Emission. Letztlich berechneten Rauw et al. (1996) einen Wert von $e = 0.559 \pm 0.009$ für die N IV $\lambda 4058$ -Emission.

Die gute Phasenüberdeckung der HEROS-Spektren definiert hingegen die Radialgeschwindigkeitskurve sehr genau und liefert übereinstimmende Werte für die Exzentrizität für verschiedene Linien. Einzig die Balmerlinien H 10, H 9 und H δ (vergleiche Tabelle 4.2) weichen signifikant davon ab (z. B. H 10: $e = 0.65$; H 9: $e = 0.52$). Wie allerdings schon angemerkt, ist dies wohl eine Auswirkung durch die Störung der Absorptionslinien durch den Begleiter. Wegen der höheren Qualität der Stickstofflinienanalysen (vergleiche Tabelle 4.1) wurde die mittlere Exzentrizität dieser Linien gebildet (wobei wieder die Emission von N v $\lambda 4603.7$ ausgeschlossen wurde):

$$\bar{e} = 0.598 \pm 0.010.$$

Von denselben Emissionslinien der Tabelle 4.1 wurde auch der mittlere Periastronwinkel ermittelt:

$$\bar{\omega}_{\text{WR}} = 268.2 \pm 1.6^\circ.$$

Die mittlere Periastronzeit dieser Linien beträgt:

$$\bar{T}_0 = \text{JD } 2\,450\,127.47 \pm 0.06.$$

Damit ergibt sich folgende Ephemeride für die Zeit des Periastrondurchgangs:

$$\text{JD}(\text{Periastron}) = 2\,450\,127.47 + 80.336 E.$$

Sämtliche Phasenbeziehungen von WR 22 in dieser Arbeit sind mit dieser Gleichung bestimmt worden. Die Phasenlage aller Spektren von WR 22 findet sich im Anhang A.

Obwohl die Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten des Begleiters von minderer Qualität im Vergleich zu den Wolf-Rayet-Linien ist, bestätigt die Bahnlösung des O-Sterns die Werte für den WR-Orbit. Insbesondere liefert auch der Begleitstern den hohen Exzentrizitätswert und den sehr speziellen Periastronwinkel (nahe 90°). Da jedoch die Lösungen des Wolf-Rayet-Sterns genauer sind, wurden die folgenden Bahnparameter des O-Sterns mittels der WR-Analyse bestimmt: $e_{\text{O}} = e_{\text{WR}}$ und $\omega_{\text{O}} = \omega_{\text{WR}} - 180^\circ$.

WR 22 ist ein bedeckungsveränderlicher Doppelstern (Balona et al. 1989, Gosset et al. 1991). Daher ist es von Interesse, die Zeiten der Konjunktion aus den Bahnelementen abzuleiten. Da der Periastronwinkel ω sehr nahe bei 270° liegt, ist der WR-Stern nur 0.08 Tage nach dem Periastrondurchgang vor seinem Begleiter, d. h. zur Phase $\phi = 0.0010$. Die Ephemeride für die Bedeckung des O-Sterns durch den WR-Stern lautet daher

$$\text{JD}(\text{WR vor O}) = 2\,450\,127.55 + 80.336 E.$$

Im Anhang A wurden für sämtliche Spektren von WR 22 auch die Phasenbeziehungen mittels dieser Ephemeride berechnet. Die andere Konjunktion, zu der der O-Stern vor dem WR-Stern steht, findet zur Phase $\phi = 0.516$ statt.

Es existieren zwei veröffentlichte Zeitpunkte von beobachteten Bedeckungen: JD 2 447 235.8 und JD 2 447 958.6 (Gosset et al. 1991). Obige Gleichung würde die mittleren Bedeckungen zu den Zeiten JD 2 447 235.5 und JD 2 447 958.5 mit $E = -36$ bzw. -27 vorhersagen. Die Differenzen zu den publizierten Bedeckungen sind dabei nicht signifikant, weil für beide Zeiten der Zeitpunkt der mittleren Bedeckung nicht genau bestimmt werden kann. Die Durchgangsgeschwindigkeiten während der Bedeckung betragen 112.8 km s^{-1} für den WR-Stern bzw. 300 km s^{-1} für den O-Stern. Mit einem Radius für den WR-Stern von $R_{2/3} = 28.5 R_\odot$ (Crowther et al. 1995) und einem typischen Radius für einen O 9 III-Stern, $R_* = 12 R_\odot$ (Howarth & Prinja 1989), sollte die Dauer der Bedeckung 15.3 h (zweiter bis dritter Kontakt) bzw. 38 h (erster bis vierter Kontakt) betragen.

Das Linienzentrum der WR-Emission ist normalerweise um einen Betrag verschoben, der von der jeweiligen Linie abhängt. Ohne einen Atmosphärencode ist es für gewöhnlich nicht möglich zu entscheiden, ob und wie stark die Linienzentren verschoben sind. Daher sollten nicht die WR-Linien, sondern die Absorptionen des O-Sterns für die Bestimmung der Systemgeschwindigkeit benutzt werden. Leider sind jedoch auf den HEROS-Einzelspektren einzelne O-Stern-Linien nicht zu entdecken. Benutzt man die gemittelten He I-Spektren findet man die Systemgeschwindigkeiten aus Tabelle 4.3. Ohne die Methode

2 erhält man einen gemittelten Wert von $\gamma = -3 \text{ km s}^{-1}$. Vermaßt man die Zentren einzelner He I-Linien im gemittelten Spektrum (korrigiert um die Bahnbewegung des O-Sterns, vergleiche Abbildung 4.6), erhält man Geschwindigkeiten von -20 km s^{-1} bis $+37 \text{ km s}^{-1}$. Eine interessante Einschränkung liefert die N V $\lambda 4604$ -Linie. Die Absorption dieses PCygni-Profiles ist sicher nicht rotverschoben. Mittels der oben abgeleiteten Bahnparameter des WR-Sterns findet man für die Absorptionskomponente: $\gamma = +1.1 \text{ km s}^{-1}$. Aus diesen Ergebnissen wurde letztlich eine Systemgeschwindigkeit von

$$\gamma = 0 \pm 15 \text{ km s}^{-1}$$

abgeschätzt.

4.3 Spektralklassifikation des Begleitsterns

Die bisher einzige Spektralklassifikation des Begleitsterns von WR 22 findet sich bei Rauw et al. (1996). Diese ermittelten einen späten O-Stern (O 6.5 – O 8.5, mit einem mittleren Wert von O 7.5). Eine Leuchtkraftklassenbestimmung war den Autoren mit dem vorhandenen Beobachtungsmaterial nicht möglich.

Um den Spektraltyp und die Leuchtkraftklasse eines Sterns zu bestimmen, ist es erforderlich, die Äquivalentbreiten seiner Linien zu vermessen. Dies ist hier außerordentlich schwierig, da die schwachen Absorptionslinien nur schwer in den vorhandenen Spektren zu entdecken sind. Zudem stören die starken breiten Emissionslinien des Wolf-Rayet-Sterns, auf denen sich die Absorptionen des Begleiters teilweise befinden.

Aus diesen Gründen wurde ein gemitteltes Spektrum aus dem kompletten Datensatz berechnet. Dazu wurden zuerst alle Spektren um die Bahnbewegung des Begleiters korrigiert, um dann anschließend gemittelt zu werden. Im resultierenden Spektrum sind die Absorptionen des Begleiters gut zu erkennen. Abbildungen 4.6 und 4.7 zeigen die Profile der beiden Linien He I $\lambda 4471$ und He II $\lambda 4542$.

Die Vermessung der Linienbreite erfolgte in mehreren Schritten. Um die normierte, isolierte Absorption des Begleitsterns zu erhalten, wurde der betroffene Wellenlängenbereich in einem ersten Schritt

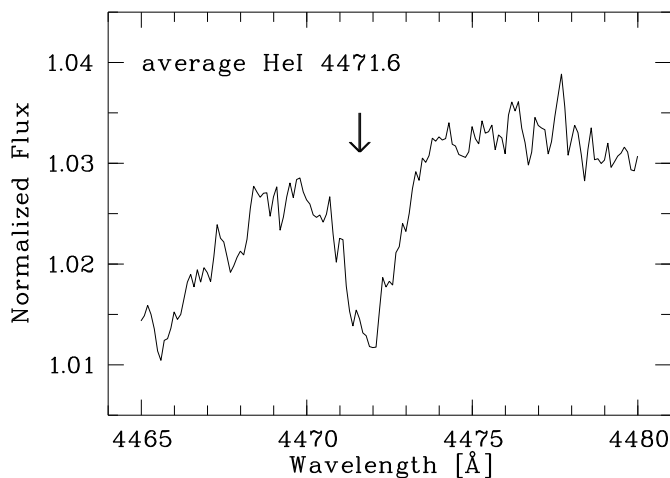


Abbildung 4.6: Gemitteltes Spektrum von WR 22 im Bereich von 4471 Å. Vor dem Mitteln wurden alle Spektren um die Bahnbewegung des Begleitsterns korrigiert. Die He I $\lambda 4471.5$ Absorption (markiert mit \downarrow) ist klar zu erkennen.

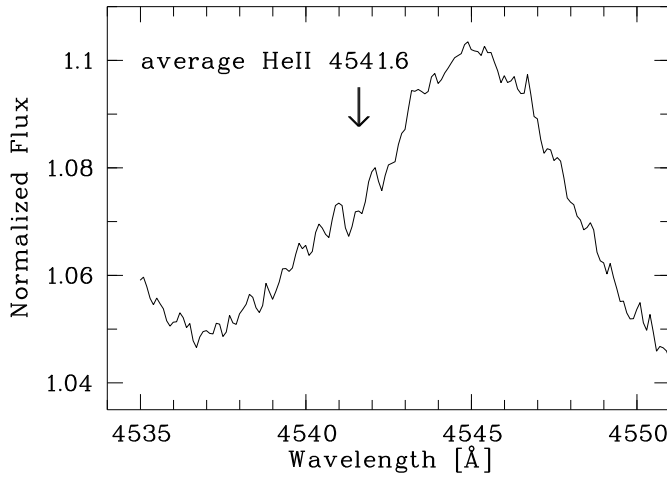


Abbildung 4.7: Gemitteltetes Spektrum von WR 22 im Bereich von 4542 Å. Alle Spektren wurden vor dem Mitteln um die Bahnbewegung des Begleitsterns korrigiert. Die He II $\lambda 4541.6$ Absorption ist auf dem blauen Flügel der Wolf-Rayet-Emission zu erkennen (markiert mit \downarrow).

komplett mittels Gaußfunktionen angepaßt. Mit Hilfe der Parameter dieser Anpassung wurde ein Kontinuum definiert, das vom ersten Fit subtrahiert wurde. Am resultierenden synthetischen Spektrum wurden schließlich die Äquivalentbreiten bestimmt.

Die Vermessung der He I $\lambda 4471$ Absorption ergab bei einer Breite von 124 km s^{-1} eine Äquivalentbreite von $W_\lambda(4471) \sim 0.0353 \text{ Å}$. Dieselbe Linienbreite wurde auch für die He II $\lambda 4542$ Absorption angenommen, da diese Linie selbst im gemittelten Spektrum nicht gut definiert ist. Es ergab sich eine Äquivalentbreite von $W_\lambda(4542) \sim 0.0157 \text{ Å}$.

Gemäß der Klassifizierung von Conti & Alschuler (1971) und Mathys (1988), bestimmt der Wert des Quotienten von

$$\log_{10} W'_\lambda = \log_{10} \left(\frac{W_\lambda(4471)}{W_\lambda(4542)} \right)$$

eindeutig den Spektraltyps eines O-Sterns. Die ermittelten Äquivalentbreiten liefern einen Wert von $\log_{10} W'_\lambda \sim 0.35 \pm 0.2$, welcher den Begleitstern zu einem O9 klassifiziert (mit einer Unsicherheit von O8 bis O9.5). Dies stimmt nicht sehr gut mit dem von Rauw et al. (1996) ermittelten Spektraltyp (O6.5 – O8.5) überein. Grund hierfür ist der kleinere Wert von $W_\lambda(4542)$, der zur Klassifizierung als späten O-Stern führt.

Zur Bestimmung der Leuchtkraftklasse dienen die Linien Si IV $\lambda 4089$ und He I $\lambda 4143$. Auch hier wurde zum Vermessen der Linien eine Breite von 124 km s^{-1} angenommen. Es ergaben sich Äquivalentbreiten von $W_\lambda(4089) \sim 0.0250 \text{ Å}$ bzw. $W_\lambda(4143) \sim 0.0151 \text{ Å}$.

Nach den Kriterien von Conti & Alschuler (1971) bestimmt der Quotient

$$\log_{10} W''_\lambda = \log_{10} \left(\frac{W_\lambda(4089)}{W_\lambda(4143)} \right)$$

die Leuchtkraftklasse eines späten O-Sterns (O7 oder später). Mit den bestimmten Äquivalentbreiten ergibt sich ein Wert von $\log_{10} W''_\lambda \sim 0.22$; was zur Klassifikation in die Leuchtkraftklasse III führt.

Die absolute visuelle Helligkeit des WR 22 Systems wurde von Crowther et al. (1995) zu $M_v = -6.85$ mag bestimmt. Da es sich bei WR 22 um ein bedeckungsveränderliches System handelt (siehe Kapitel 4.1), ist es möglich mit Hilfe der Helligkeitsvariation zur Zeit der Bedeckung, eine untere Grenze für die Helligkeit des Begleitsterns zu ermitteln. Gosset et al. (1991) beobachteten eine Variation im Strömngrensystem von $\Delta b = 0.071$ mag und $\Delta(b - y) = -0.012$ mag. Dies führt zu einer Helligkeitsvariation von $\Delta y = 0.083$ im y -Filter. Unter der Annahme einer totalen Bedeckung folgen hieraus die absoluten Helligkeiten von $M_v^{\text{WR}} = -6.77$ mag für den WR-Stern und $M_v^{\text{O}} = -4.02$ mag für den O-Stern.

Ein typischer O 9 III Stern hat eine absolute Helligkeit von $M_v^{\text{O}} = -5.1$ mag (Howarth & Prinja 1989). Aus diesem Grund kann entweder die Bedeckung nur partiell sein (hier: nur 37 %), oder die Bestimmung der Leuchtkraftklasse ist nicht korrekt. Die Helligkeit eines typischen O 9 V Sterns hingegen beträgt $M_v^{\text{O}} = -4.2$ mag, was gut zum oben abgeleiteten unteren Limit für die visuelle Helligkeit des O Sterns passt. Die Helligkeitsanalyse legt daher einen Hauptreihenstern als Begleiter nahe.

Eine Leuchtkraftklassenbestimmung sollte allerdings nur spektralen Kriterien folgen. Es ist nicht korrekt, hierzu die absoluten Helligkeiten zu verwenden, auch im Hinblick darauf, daß Distanz und Rötung eines Sterns ebensowenig sehr genau bekannt sind. Allerdings ist die Vermessung der Klassifizierungslinien im vorliegenden Fall äußerst schwierig, da diese nur auf gemittelten Spektren nachweisbar sind. So kann auch der spektroskopischen Bestimmung nicht uneingeschränkt vertraut werden. Letztlich muß die Leuchtkraftklassenbestimmung offen bleiben. Dies macht deutlich, daß Spektren mit einem höheren Signal-zu-Rausch-Verhältnis nötig sind, um eine exaktere Bestimmung der Leuchtkraftklasse des O-Sterns vorzunehmen.

4.4 Windbedeckungseffekte

Die Signatur des Begleitsterns ist im System WR 22 nur sehr schwer zu finden (siehe Kapitel 4.2.3). Es ist daher anzunehmen, daß nur ein sehr geringer Anteil der Emission dieses Systems vom O-Stern herrührt und Windbedeckungseffekte daher nur schwach ausgeprägt sein können. Eine genauere Analyse bestätigt diese Vermutung.

4.4.1 Zyklus-zu-Zyklus-Variationen und Aufbereitung der Daten

Das Fehlen von Zyklus-zu-Zyklus-Variationen, der Voraussetzung zur Windbedeckungsanalyse (siehe Kapitel 3.2), ist in den Spektren von WR 22 nur eingeschränkt zu verifizieren. Es liegen nur einige Spektren aus den Jahren 1996 und 1999 vor, die zu verschiedenen Epochen, aber gleicher Phase beobachtet wurden. Innerhalb dieser Spektren sind jedoch keine signifikanten Variationen zu beobachten. Auch bei den stärksten Linien ($\text{H}\alpha$, $\text{He II}\lambda 4686$, $\text{N III}\lambda 4640$, $\text{H}\beta$) variieren die ermittelten Residuen nicht mehr als um 2 %. Zur prinzipiellen Untersuchung von Windbedeckungseffekten sind die Spektren daher geeignet.

Zur weiteren Bearbeitung wurden sämtliche Spektren mit Hilfe der neuen Bahnparameter (siehe Tabelle 4.4) ins Ruhesystem des WR-Sterns transformiert (mittels der MIDAS-Routine REBIN/II).

Anschließend wurden Differenzspektren berechnet. Als Referenzphase ϕ_0 wurde 0.165 gewählt, da zu dieser Phase der O-Stern den größten Abstand von der Sichtlinie WR-Komponente – Beobachter

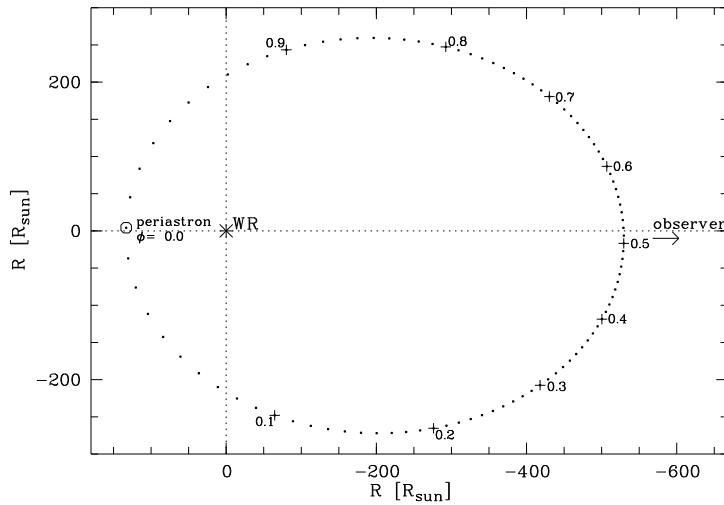


Abbildung 4.8: Bahnellipse des O-Sterns im System WR22 relativ zum ruhenden WR-Stern bei (0;0), berechnet mit den in dieser Arbeit ermittelten Bahnparameter. Die Positionen des O-Sterns sind in Abständen von $\phi = 0.01$ markiert.

hat. Dies verdeutlicht Abbildung 4.8, auf der die relative Bahnellipse des O-Sterns bezüglich der WR-Komponente abgebildet ist.

Für die Berechnung des Referenzspektrums wurden drei rote bzw. blaue Spektren von HEROS gemittelt (Aufnahmen vom 26.02., 27.02. und 28.02.1996; vgl. Anhang A; mittlere Phase: 0.17). Dieses Referenzspektrum wurde mittels eines Medianfilters geglättet (Radius: 4 Pixel) und anschließend von allen anderen Spektren subtrahiert und das Kontinuum durch Addition von eins wieder auf eins gesetzt. Für die strategischen Linien konnten dann dynamische Spektren berechnet werden.

4.4.2 Auswertung der dynamischen Spektren

Sämtliche dynamischen Spektren zeigen einen flachen Verlauf. Es sind nur kleinere Strukturen zu erkennen, die allerdings für andere Emissionslinien nicht reproduzierbar sind. So zeigen die Differenzspektren der stärksten Linie, He II $\lambda 4686.7$ Variationen von im Mittel unter 5 %. Die dynamischen Spektren schwächerer Linien sind deutlich glatter, hier sind Variationen von ca. 2 % sichtbar. Typische Windbedeckungseffekte zeigen großräumige Strukturen, die für sämtliche Linien mit gleicher maximaler Windgeschwindigkeit, bei der Emission beobachtet wird (etwas unsauber oft als *Windendgeschwindigkeit* bezeichnet), ähnlich sind. Zudem sind Windbedeckungseffekte meist viel stärker.

Drei Erklärungen sind für das Fehlen von Windbedeckungseffekten denkbar. Zum einen kann die räumliche Ausdehnung des Windes so klein sein, daß der O-Stern nie von ihm bedeckt wird oder gar in ihn eintaucht. Für WR 22 ist diese jedoch unwahrscheinlich, da die Inklination des Systems auf Grund der beobachtbaren Bedeckung nahe 90° liegt und daher der O-Stern zur Zeit des Periastrons (siehe Abbildung 4.8) vom WR-Wind bedeckt werden muß.

Allerdings ist der Begleiter (anders als zum Beispiel im System γ^2 Vel) nur schwach im Spektrum zu erkennen. Es ist daher anzunehmen, daß nur ein sehr geringer Anteil der beobachtbaren Strahlung im System WR 22 vom O-Stern herrührt und daher Windbedeckungseffekte nicht sichtbar sind. Aus der Tatsache, daß WR 22 aber ein bedeckungsveränderliches System ist, folgt, daß auch der Begleiter ein leuchtkräftiges Objekt sein muß. Rauw et al. (1996) haben aus der Tiefe der Bedeckung ein oberes Limit der Helligkeitsunterschiede beider Komponenten berechnet: $\Delta M_V = M_{V,WR} - M_{V,O} <$

−2.75 mag. Simulationen mit dem Programm von Auer & Koenigsberger (1994) bestätigen die Vermutung, daß die Leuchtkraft des Begleiters für das Fehlen der Effekte nicht verantwortlich ist. Der O-Stern-Strahlungsstrom hat keinen großen Einfluß auf die Stärke der Windbedeckungseffekte. Dies ist leicht einzusehen, da mit Differenzen bezüglich einer Referenzphase gearbeitet wird. Die relative Stärke des O-Stern-Flusses geht in alle Spektren ein, so daß sich dieser bei der Differenzenbildung heraushebt. Zudem stünde ein leuchtschwacher Begleiter im Gegensatz zu der Analyse von Rauw et al. (1996).

Letztlich besteht die Möglichkeit, daß die Opazität des WR-Windes im optischen Spektralbereich so klein ist, daß die von der Phasenlage abhängige Schwächung des O-Stern-Lichts beim Weg durch die Windregionen vernachlässigt werden kann. Dies bestätigen die Simulationen mit dem Programm von AK94. Die Windbedeckungseffekte sind stark von der Opazität des Windes abhängig. Ist diese klein genug, sind keine Effekte mehr beobachtbar. Der Anteil des O-Sterns am Gesamtlicht des Systems ist zu jeder Phase nahezu konstant, so daß dieser bei der Differenzenbildung herausfällt.

Die Annahme eines im Vergleich zu anderen WR-Sternen im Optischen dünnen Windes wird auch durch das Spektrum gestützt. Dort sind die hohen Balmerlinien in reiner Absorption zu erkennen, was darauf schließen läßt, daß hier bis zur Photosphäre des WR-Sterns beobachtet werden kann. Dies ist nur für Winde mit kleinen Opazitätswerten in diesem Spektralbereich möglich. Es wäre interessant, im ultravioletten Spektralbereich nach solchen Windbedeckungen zu suchen. Die dort zahlreich vorkommenden Resonanzlinien haben eine deutlich größere Opazität, so daß dort stärkere Effekte erwartet werden (wie z. B. bei γ^2 Vel beobachtbar, Kapitel 5.3). Leider liegen jedoch von WR 22, im Gegensatz zu γ^2 Vel, keine ausgedehnten IUE-Beobachtungen vor, die solch eine Analyse ermöglichen.

4.5 Diskussion

Tabelle 4.4 zeigt die physikalischen Parameter des Systems WR 22 und in Tabelle 4.5 werden die neuen Bahnelemente mit früheren Bahnbestimmungen verglichen. Es konnte gezeigt werden, daß das Massenverhältnis $q = \mathfrak{M}_{\text{WR}}/\mathfrak{M}_{\text{O}}$ größer als eins ist. Der ermittelte Wert von $q = 2.69 \pm 0.14$ steht in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Rauw et al. (1996). Für gewöhnlich ist die WR-Komponente in Doppelsternsystemen die masseärmere. Typischerweise liegt das Massenverhältnis zwischen 0.3 und 0.5 (Massey 1981). Es ist nur ein weiteres WR-System bekannt, dessen q -Wert eins übersteigt: CQ Cep ($q \sim 1.19$), klassifiziert als WN 6 o + O 9 Ib-II (v.d. Hucht 2000).

Für gewöhnlich wird davon ausgegangen, daß WR-Sterne in einer späten Phase ihrer Entwicklung stehen, und daß WN-Sterne in der Heliumbrennphase sind (Lamers et al. 1991). Auf Grund ihres hohen Wasserstoffanteils in der Atmosphäre wird aber auch vorgeschlagen, daß WN 7-Sterne wasserstoffbrennende Objekte sind (z.B. Crowther et al. 1995). Dies kann aber nur dann korrekt sein, wenn es für den Stern eine andere Möglichkeit gibt, zum WR-Stern zu werden, als durch das Abstreifen seiner äußeren Hülle mittels Massenverlust. Als Alternative wird Vermischung durch Rotation vorgeschlagen (Maeder & Zahn 1998, Maeder 1999). Dabei wird angenommen, daß der WR-Stern derart schnell rotiert, daß auch die gegen Konvektion stabile Hülle des massereichen Sterns durchmischt wird. Das Masse-Leuchtkraft-Verhältnis von WR 22 bekräftigt diese Hypothese. Crowther et al. (1995) ermittelte spektroskopisch eine Leuchtkraft von $\log L_{\text{spec}}/L_{\odot} = 5.8$ (Modell mit $\beta = 1$). Die Parameter von WR 22 passen zu einem Modell der Entwicklungspfade von Schaller et al. (1992) mit Anfangsmasse $\mathfrak{M}_{\text{ini}} = 60 \mathfrak{M}_{\odot}$ und Metallizität $Z = 0.020$. Zum Zeitschritt 7 –dies entspricht einem Alter von 2.5 Millionen Jahren– sagt die Theorie der Sternentwicklung eine Masse von $55.6 \mathfrak{M}_{\odot}$ und eine Leuchtkraft von $\log L/L_{\odot} = 5.9$ voraus. In diesem Modell findet beim Stern immer noch Wasserstoffbrennen im

Tabelle 4.4: Physikalische Parameter des Systems WR 22. Da das System bedeckungsveränderlich ist, liegt der Inklinationswinkel i nahe 90° . Die angegebenen Werte für $\mathfrak{M} \sin i$ entsprechen daher nahezu den tatsächlichen Massen.

P	[Tage]	80.336	± 0.0013
e		0.598	± 0.010
γ	[km s $^{-1}$]	0	± 15
T_0	[JD 2 400 000.5+]	50 126.97	± 0.14
ω_{WR}	[deg]	268.2	± 1.6
$\omega_{\text{O}} = \omega_{\text{WR}} - 180^\circ$	[deg]	88.2	
K_{WR}	[km s $^{-1}$]	70.6	± 0.8
K_{O}	[km s $^{-1}$]	190	± 10
$q = \mathfrak{M}_{\text{WR}}/\mathfrak{M}_{\text{O}}$		2.69	± 0.14
$a_{\text{WR}} \sin i$	[10^6 km]	62.5	± 0.9
$a_{\text{O}} \sin i$	[10^6 km]	168.2	± 9.0
$(\mathfrak{M}_{\text{WR}} + \mathfrak{M}_{\text{O}}) \sin^3 i$	[\mathfrak{M}_{\odot}]	75.9	± 9.0
$\mathfrak{M}_{\text{O}} \sin^3 i$	[\mathfrak{M}_{\odot}]	20.6	± 1.7
$\mathfrak{M}_{\text{WR}} \sin^3 i$	[\mathfrak{M}_{\odot}]	55.3	± 7.3

Kern statt (Wasserstoffgehalt im Kern: $X_c \simeq 0.22$). Zusätzlich sei erwähnt, daß es eine erstaunlich gute Übereinstimmung der theoretischen Berechnungen von Radius und Effektivtemperatur mit den aus Beobachtungen abgeleiteten Werten gibt: $R_{2/3} = 28.5 R_{\odot}$, $T_{\text{eff}} = 31.2$ kK (Crowther et al. 1995). Allerdings sagt das Modell nicht voraus, daß ein solches Objekt in dieser frühen Phase seiner Entwicklung bereits wie ein Wolf-Rayet-Stern aussieht, da es Mischprozesse auf Grund der Sternrotation nicht berücksichtigt. Andererseits, wäre WR 22 ein klassischer Wolf-Rayet-Stern in der heliumbrennenden Phase, würde aus seiner Masse eine Leuchtkraft von $\log L_{\text{evol}}/L_{\odot} = 6.5$ folgen (Schaerer & Maeder 1992). Dies ist eine um den Faktor fünf erhöhte Leuchtkraft gegenüber dem aus den Beobachtungen gefolgerten Wert.

Die meisten im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Parameter von WR 22 stehen in Übereinstimmung mit früheren Analysen. Allerdings erlaubte die gute Qualität der Beobachtungen und die bisher unerreichte Phasenüberdeckung der Bahnperiode, die Fehler deutlich zu verkleinern. Einzig die Geschwindigkeitssamplitude des O-Sterns und die Exzentrizität des Orbits weichen von vorherigen Bestimmungen ab (vgl. Tabelle 4.5). Dem Wert $e = 0.598 \pm 0.010$ steht der Wert $e = 0.559 \pm 0.009$ von Rauw et al. (1996) gegenüber. Die Abweichung ist signifikant und hat großen Einfluß auf die Massenbestimmung. Eine Analyse der Daten von Rauw et al. (1996) zeigt, daß dort Beobachtungen zweier Teleskope verwendet wurden. Der eine Datensatz stammt von Beobachtungen am CAT³ und enthält Spektren hoher Auflösung verteilt über den ganzen Orbit. Zusätzlich existieren einige Spektren niedriger Auflösung vom ESO-2.2m-Teleskop (ebenfalls La Silla, Chile) um die Phase 0.78. Eine Analyse des gesamten Datensatzes von NIV $\lambda 4058$ mit `veloc` bestätigt die von Rauw et al. (1996) ermittelten Bahnparameter. Ein Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Radialgeschwindigkeitskurven mit der von Rauw et al. (1996) zeigt jedoch, daß die Daten des CAT mit der hier ermittelten Kurve besser in Übereinstimmung stehen. Die Werte des ESO-2.2m-Teleskops hingegen liegen systematisch unter dieser Kurve.

³Coudé Auxiliary Telescope, La Silla, Chile

Tabelle 4.5: Vergleich der Bahnelemente von WR 22 in der Literatur mit den Resultaten dieser Arbeit.

Parameter	MS78	N79	CNW79 ^d	RVGHMR96	diese Arbeit
P [Tage]	80.35	80.34	80.35	80.325	80.336 ± 0.0013
γ [km s ⁻¹]	-23 ^a	-28.0	-28	-29.8	0 ± 15
e	0.55	0.61	0.64	0.559	0.598 ± 0.010
ω_{WR} [deg]	265	276	275	271.6	268.2 ± 1.6
T_0 [JD 2 400 000.5+]	40 726.7 ^b	40 728.4	40 727.8	49 323.67	50 126.97 ± 0.14
K_{WR} [km s ⁻¹]	70	74	77	72.3	70.6 ± 0.8
K_{O} [km s ⁻¹] ^c	$\sim 170^e$	201.4	190 ± 10

^a γ -Geschwindigkeit der N IV $\lambda 4058$ Emission

^b MS78 geben den Zeitpunkt des Durchgangs der WR-Komponente vor dem Begleiter an

^c N79 fand einige in Antiphasse sich bewegende Absorptionen; Massenabschätzung: $M_{\text{WR}} \sin^3 i = 64 M_{\odot}$; $M_{\text{O}} \sin^3 i = 24 M_{\odot}$

^d Bahnlösung der Daten aus Gruppe 1 (Tabelle 7), enthält schmale Emissionen von Stickstoff und Silizium

^e basierend auf einigen Absorptionen von verschiedenen Balmer- oder He II-Linien

MS78: Moffat & Seggewiss (1978)

N79: Niemela (1979)

CNW79: Conti et al. (1979)

RVGHMR96: Rauw et al. (1996)

Es ist daher denkbar, daß ein kleiner systematischer Versatz von weniger als 10 km s⁻¹ in den beiden Datensätzen von Rauw et al. (1996) für die Diskrepanz verantwortlich ist.

Eine Abschätzung der Windparameter des WR-Sterns war nicht möglich, da keine Windbedeckungseffekte in den Spektren zu finden sind. Dies läßt aber darauf schliessen, daß die Wolf-Rayet-Komponente einen im Vergleich zu anderen WR-Sternen optisch dünneren Wind hat. Unterstützt wird diese Annahme sowohl durch das Vorhandensein photosphärischer Absorptionen als auch durch die Untersuchungen auf Wind-Wind-Wechselwirkungen, die im Vergleich zu anderen WR + O-Doppelsternsystemen nur schwache Effekte zeigen (Moffat 1999). Gerade im Hinblick auf die Ergebnisse bei γ^2 Vel (Kapitel 5.3) wäre aber eine Suche nach Windbedeckungen im UV sinnvoll, da solche Effekte dort stärker sind. Leider verhindert das Fehlen ausgedehnter Beobachtungen von WR 22 in diesem Spektralbereich eine solche Untersuchung.

Die Bahnbewegung des Begleiters ist schwer zu entdecken. Mit unterschiedlichen Methoden wurde in dieser Arbeit ein Wert von $K_{\text{O}} \sim 190$ km s⁻¹ ermittelt. Dies ist niedriger als der von Rauw et al. (1996) bestimmte Wert und signifikant größer als die Abschätzung von Conti et al. (1979) (vgl. Tabelle 4.5). Die Spektralklasse des Begleiters konnte zu O9 bestimmt werden, was einem etwas späteren Typ als bei der Bestimmung von Rauw et al. (1996) entspricht. Die Leuchtkraftklasse bleibt jedoch unsicher, spektroskopische Überlegungen sprechen für die Klasse III, Helligkeitsüberlegungen lassen auf die Leuchtkraftklasse V schliessen.

Auf Grund der revidierten Werte für die Exzentrizität und die Geschwindigkeitsamplitude des Begleiters liefert diese Analyse eine signifikant kleinere Masse von $\mathfrak{M}_{\text{WR}} = 55 \mathfrak{M}_{\odot}$ gegenüber $\mathfrak{M}_{\text{WR}} = 72 \mathfrak{M}_{\odot}$ bei Rauw et al. (1996). Trotz dieser Korrektur bleibt WR 22 jedoch der schwerste, je gewogene Wolf-Rayet-Stern. Dies macht WR 22 zu einem außerordentlichen Objekt, das die großen Anstrengungen rechtfertigt, die für das Sammeln der Beobachtungen notwendig waren.

Kapitel 5

γ^2 Velorum

Auch von γ^2 Velorum liegen HEROS–Beobachtungen eines kompletten Bahnumlaufes aus dem Jahre 1996 vor. Zusätzlich ist eine längere Datenserie aus dem Vorjahr vorhanden, die es erlaubt, die Zyklus-zu-Zyklus–Variationen zu untersuchen. Die Daten werden zur Bahnanalyse und Massenbestimmung $\mathfrak{M} \sin^3 i$ verwendet. Mit Hilfe der bestimmten Bahnparameter und der IUE–Daten kann im System γ^2 Vel eine Windbedeckungsanalyse durchgeführt werden.

5.1 Einleitung

Das System γ^2 Velorum (HR 3207, HD 68273, HIP 39953) enthält den nächsten Wolf-Rayet–Stern WR 11 (van der Hucht et al. 1988). Auf Grund seines starken Radioflusses, der im mm– und cm–Bereich registriert werden kann, ist die Massenverlustrate des Wolf-Rayet–Sterns sehr genau bekannt (Leitherer & Robert 1991). Wegen seiner Doppelsternnatur ist es zusätzlich möglich, die Masse des WR–Sterns zu ermitteln. Deshalb ist γ^2 Vel ein wichtiges System für die Kallibration von theoretischen Masse-zu-Massenverlust–Beziehungen bei WR–Sternen (Langer 1989). Eine solche Beziehung ist wiederum entscheidend für die Entwicklungsberechnungen von massereichen Sternen in der Wolf-Rayet–Phase.

In Anbetracht der Tatsache, daß γ^2 Vel eine visuelle Helligkeit von $V = 1.8$ mag besitzt, könnte man erwarten, daß dessen Orbit schon vor längerer Zeit genau vermessen wurde. Trotzdem existieren in der neueren Literatur Bahnbestimmungen mit widersprüchlichen Ergebnissen. Unklar ist dabei vor allem die Geschwindigkeitsamplitude des Begleitsterns, was zu Massenbestimmungen führt, die sich um mehr als einen Faktor zwei unterscheiden. Die Analyse von Pike et al. (1983) ($K_O = 41 \text{ km s}^{-1}$, $\mathfrak{M}_{WR} \sin^3 i = 7.7 \mathfrak{M}_\odot$) wurde scheinbar durch die Arbeit von Moffat et al. (1986) abgelöst, die eine frühere Arbeit von Niemela & Sahade (1980) bestätigten ($K_O = 70 \text{ km s}^{-1}$, $\mathfrak{M}_{WR} \sin^3 i = 17 \mathfrak{M}_\odot$). Die Analyse von Moffat et al. (1986) wurde als die wahrscheinlichere akzeptiert, da sie auf Beobachtungen mit guter Phasenüberdeckung basierte und die resultierende Masse des O–Sterns besser mit der Klassifizierung als Überriese übereinstimmte. Die letzte Untersuchung des Orbits von γ^2 Vel stammt von Stickland & Lloyd (1990), die IUE–Beobachtungen analysierten. Auf Grund des relativ schlechten S/N –Verhältnisses dieser Daten waren die Fehler ihrer Bahnlösungen jedoch größer als die der vorangegangenen Analysen.

Neue Argumente zur Diskussion des Orbits lieferte jüngst die von HIPPARCOS gemessene Parallaxendistanz von γ^2 Velorum (van der Hucht et al. 1997; Schaerer et al. 1997). War die Entfernung des

Systems γ^2 Vel bisher durch die vermutete Mitgliedschaft in der Assoziation Vel OB 2 zu $d \sim 450$ pc abgeschätzt worden (z. B. Eggen 1980, 1983; Lundström & Stenholm 1984), lieferte HIPPARCOS eine Distanz von $d = 258_{-31}^{+41}$ pc. Auf Grund der revidierten Entfernung hatte das System eine geringere Leuchtkraft als zuvor angenommen. Nun war die Massenbestimmung von Pike et al. (1983) in besserer Übereinstimmung zu der revidierten Leuchtkraft des O-Sterns.

5.2 Bestimmung der Bahnelemente

Im folgenden Teil werden die Bahnparameter des Systems bestimmt. Wieder kann durch den Vergleich mit Daten aus der Literatur die Bahnperiode sehr exakt vermessen werden, bevor mit den HEROS-Daten die restlichen Bahnelemente bestimmt werden.

5.2.1 Die Bahnperiode

In zwei Artikeln werden die Radialgeschwindigkeiten von γ^2 Vel über eine lange Zeitspanne verglichen. Pike et al. (1983) vermaßen Photoplatten aus den Jahren 1904, 1913, 1955 und 1959. Sie ermittelten eine Periode von $P = 78.52 \pm 0.01$ Tagen. Niemela & Sahade (1980) verglichen Beobachtungen aus dem Jahr 1919 mit Daten von 1962. Dabei fanden sie bei Annahme einer Periode von $P = 78.5$ Tagen eine Differenz von drei Tagen. Mittels dieser Differenz schlossen sie auf eine neue Periode von $P = 78.5002 \pm 0.0001$ Tagen. Dieses Resultat ist allerdings nicht korrekt. Zwischen den Beobachtungen liegen nur etwa 200 Bahnumläufe, was zu einer korrigierten Periode von $P = 78.515 \pm 0.01$ Tagen führt. Innerhalb der Fehler stimmen deshalb die beiden Bestimmungen von Niemela & Sahade (1980) und Pike et al. (1983) überein.

In Abbildung 5.1 wird die aus den HEROS-Spektren ermittelte Bahnlösung der H9-Absorption mit Daten von Absorptionslinien aus den Jahren 1904 bis 1959 verglichen. Diese älteren Daten stammen von Expeditionen nach Chile zwischen den Jahren 1904 und 1913 durch Mill und von A.D. Thackeray aus den Jahren 1955 und 1959 am Radcliffe Observatory. Veröffentlicht sind die Daten bei Pike et al. (1983). Es ist offensichtlich, daß es einen Versatz von ca. -10 km s^{-1} zwischen den Daten von Thackeray (markiert mit \triangle) und den HEROS-Geschwindigkeiten (1995: \times , 1996: $+$) gibt. Glücklicherweise ist die Verteilung der Thackeray-Daten derart, daß der Zeitpunkt der maximalen Radialgeschwindigkeiten nahezu unabhängig vom Wert der Systemgeschwindigkeit ist. Allerdings sind die älteren Daten der Mills-Expedition (\ast) gegenüber Differenzen in den Systemgeschwindigkeiten empfindlich. Daher sind diese Daten nur von geringem Wert für die Bestimmung der Bahnperiode. Letztlich wurde eine beste Umlaufzeit von $P = 78.535 \pm 0.01$ Tagen bestimmt, wobei der relativ große Fehler dem unbekannten Versatz in den Systemgeschwindigkeiten der Datensätze Rechnung trägt.

Die Radialgeschwindigkeiten der P Cygni-Absorption von He I $\lambda 3889$ zeigen ein Sägezahnprofil (siehe z. B. Abbildung 1 bei Niemela & Sahade 1980). Niemela & Sahade (1980) verglichen Daten dieser Linie mit Beobachtungen von Perrine (1920). Beim Vergleich der HEROS-Radialgeschwindigkeiten mit diesem alten Datensatz wurde ein Versatz von 8 Tagen festgestellt, wieder unter der Annahme einer Periode von $P = 78.5$ Tagen. Der Zeitunterschied zwischen den Beobachtungen beträgt 357 Bahnumläufe, woraus eine verbesserte Periode von $P = 78.522 \pm 0.005$ Tagen folgt. Die Fehlerabschätzung geschah hierbei unter Einbeziehung der Daten von Niemela & Sahade (1980). Das Problem dieser Methode liegt in der Tatsache, daß die P Cygni-Absorption im Wind gebildet wird. Die Anpassung der Daten aus dem Jahr 1919 an den HEROS-Datensatz geschieht beim schnellen Übergang der Radialgeschwindigkeiten

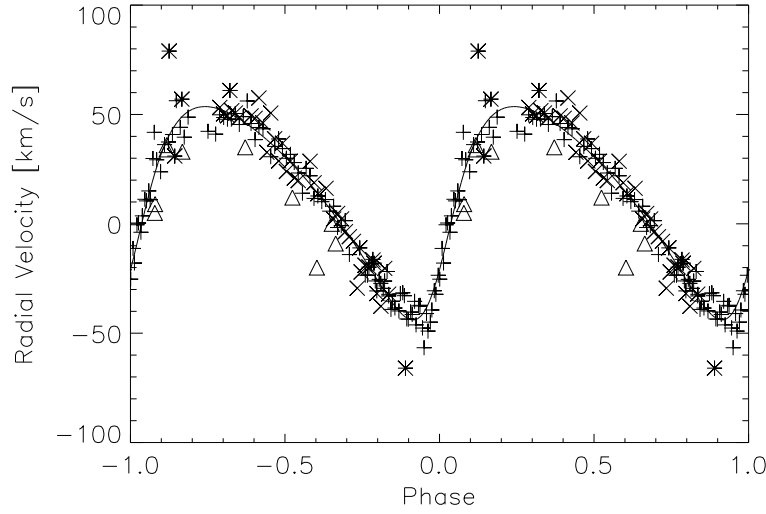


Abbildung 5.1: Beobachtete Radialgeschwindigkeiten verschiedener Absorptionslinien. Kreuze (×) und Pluszeichen (+) markieren die HEROS-Messungen der H9 Linie aus den Jahren 1995 und 1996. Sterne (*) bezeichnen mittlere Radialgeschwindigkeiten der H γ bis H10 Absorptionen, die in den Jahren 1904 bis 1913 gewonnen wurden und Dreiecke (Δ) beschreiben Messungen aus den Jahren 1955 bis 1959 (übernommen von Pike et al. 1983). Die durchgezogene Linie markiert die ermittelte Radialgeschwindigkeitskurve für den kombinierten Datensatz mit einer Periode von $P = 78.535$ Tagen.

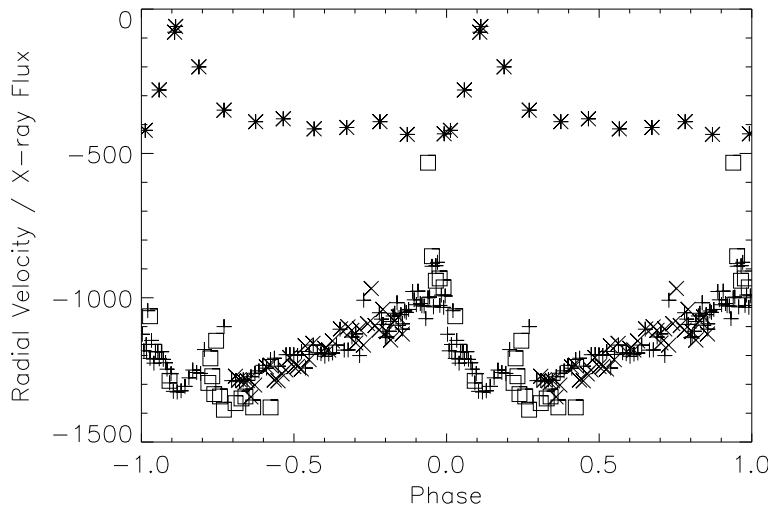


Abbildung 5.2: Vergleich der beobachteten Radialgeschwindigkeitsvariationen der PCyg-Absorptionen von He I $\lambda 3889$ mit Variationen im Röntgenfluß. Kreuze (×) und Pluszeichen (+) markieren die HEROS-Beobachtungen aus den Jahren 1995 und 1996, Quadrate (□) zeigen die Werte von Perrine (1920). Die Sterne (*) beschreiben den Röntgenfluß (aus Willis et al. 1995). Die Geschwindigkeiten sind in km s^{-1} gemessen, wohingegen der Röntgenfluß in Einheiten von $\text{Millicounts s}^{-1}$ (um $-500 \text{ Millicounts s}^{-1}$ verschoben) angegeben ist.

vom maximalen auf den minimalen Wert bei Phase 0.0. Wie Abbildung 5.2 zeigt, ist dieser Übergang exakt mit dem Anwachsen des harten Röntgenflusses korreliert (Willis et al. 1995). Wahrscheinlich ist daher die Zeitabhängigkeit der Windendgeschwindigkeitsvariationen mit dem Öffnungswinkel der Schockzone korreliert, ähnlich der Interpretation der Röntgenvariationen (Stevens et al. 1996). Solche Phänomene zeigen wahrscheinlich Variationen von Zyklus zu Zyklus.

Beide Bahnperiodenbestimmungen führen zu Resultaten, die innerhalb der Fehler nur knapp übereinstimmen. Da allerdings beide Methoden, wie oben beschrieben, systematische Effekte enthalten, die das Ergebnis beeinflussen, ist diese Übereinstimmung befriedigend. Da keine Methode offensichtlich überlegen ist, wurde die Bahnperiode durch das arithmetische Mittel bestimmt:

$$\bar{P} = 78.53 \pm 0.01 \text{ Tage.}$$

Tabelle 5.1: Bahnelemente des Wolf-Rayet-Sterns im System γ^2 Vel berechnet mittels Radialgeschwindigkeitsvariationen verschiedener Emissionslinien. Die Bahnperiode wurde auf einen Wert von $P = 78.53$ Tagen fixiert und nur die HEROS-Daten aus dem Jahre 1996 analysiert.

	γ^c [km s ⁻¹]	e	ω [deg]	T_0 JD 2 400 000.5+	K [km s ⁻¹]	σ_{O-C} [km s ⁻¹]
C III/IV ^a $\lambda 4650$	-	0.33	66.6	50 118.1	122.2	10.5
C III $\lambda 6740$	-72.0	0.34	66.1	50 118.6	125.4	15.9
C IV $\lambda 4441$	-12.9	0.33	68.1	50 121.2	125.2	12.2
C IV $\lambda 4786$	109.8	0.32	69.0	50 121.6	118.1	14.1
C IV $\lambda 7730$	-52.3	0.31	71.8	50 121.7	119.8	11.6
He II $\lambda 4686$	75.7	0.33	64.5	50 120.5	110.5	9.7
He II ^b $\lambda 4686$	110.2	0.36	55.1	50 118.9	123.5	12.3
He II ^b $\lambda 4860$	140.1	0.38	78.1	50 117.5	137.4	28.2

^a Kreuzkorrelationsmethode

^b Simultaner doppelter Gaußfit an die Absorption und die Emission

^c Laborwellenlängen: 6740.0, 4441.0, 4785.9, 7730.0, 4685.7 und 4859.3

5.2.2 Die Geschwindigkeitsamplitude des WR-Sterns

Die Emissionslinien im Spektrum von γ^2 Vel haben eine komplette Breite (bei Intensität 0) von etwa $\pm 1\,300$ bis $\pm 2\,200$ km s⁻¹. Es ist nicht einfach, aus solchen Linien eine Geschwindigkeitsamplitude von ca. 200 km s⁻¹ zu extrahieren. Um die Radialgeschwindigkeiten zu messen, wurden Gaußprofile an die Emissionen angepaßt. Einzig beim Linienkomplex C III/C IV $\lambda 4650$ wurde eine Kreuzkorrelationsmethode verwendet. Ein ungleich schwierigeres Problem beim Messen von Radialgeschwindigkeiten ist die Variabilität der Linienprofile im zeitlichen Verlauf. Teile dieser Profilvariationen, wie z. B. die Linienbreite, erscheinen klar systematisch; andere Veränderungen sind stochastischer Natur.

Tabelle 5.1 zeigt die Bahnlösungen für ausgewählte Emissionslinien. Dabei wurde wieder –durch gleichzeitige Variation aller freien Parameter– die Summe der quadratischen Abweichungen minimiert (während die Bahnperiode auf einen Wert von $P = 78.53$ Tagen fixiert war). Außer den Bahnelementen gibt Tabelle 5.1 auch die Streuung der Beobachtungen um die Bahnlösung an (σ_{O-C}). Es stellte sich heraus, daß es einerseits Linien gab, die einen hohen Grad an Variabilität aufwiesen, wohingegen andere Emissionen deutlich geringere Veränderungen zeigten. Insgesamt wurden sechs Linien gefunden, die eine Bahnlösung mit einer σ_{O-C} -Streuung kleiner als 20 km s⁻¹ lieferten. Abbildung 5.3 zeigt als Beispiel die Radialgeschwindigkeitskurve von C III/C IV $\lambda 4650$.

Das σ_{O-C} der H β -Emission ist doppelt so groß wie die der anderen Linien. Grund hierfür ist die Überlagerung einer starken Absorption des Begleitstern auf der H β -Emission des WR-Sterns. Zur Vermessung dieses Wellenlängenbereichs wurden gleichzeitig zwei Gaußprofile (eine Absorption und eine Emission) angepaßt. Ein Beispiel hierfür findet sich in Kapitel 3.1, Abbildung 3.1, rechts. Obwohl die Anpassung nicht in allen Wellenlängenbereichen optimal ist, reproduziert der Doppelgauß das Linienprofil gut. Es ist allerdings nicht überraschend, wenn die Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten ungenauer wird, wenn gleichzeitig zwei unabhängige Wellenlängenverschiebungen und Linienstärken bestimmt werden müssen. Trotzdem ist es von entscheidender Wichtigkeit, die Absorption bei der Be-

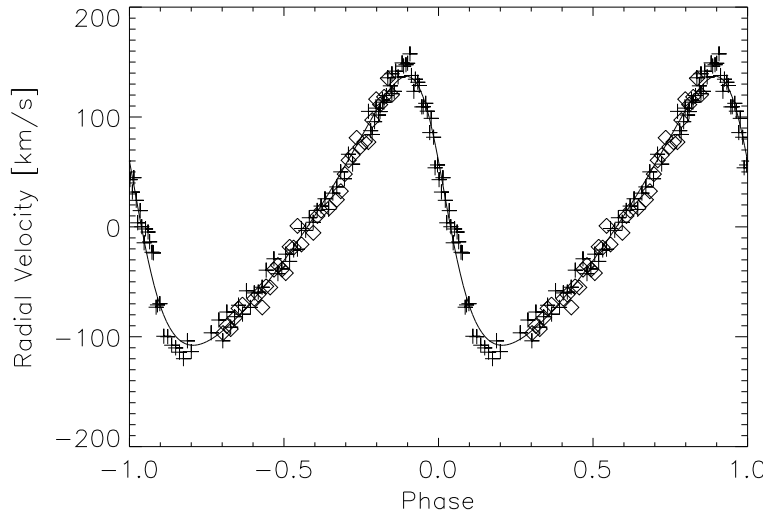


Abbildung 5.3: Phasendiagramm der Radialgeschwindigkeiten des C III/IV Linienkomplexes bei 4650 Å. Pluszeichen (+) markieren die Beobachtungen aus dem Jahr 1996, Rauten (◇) bezeichnen die Messungen aus dem Jahr 1995.

stimmung der Radialgeschwindigkeiten zu berücksichtigen. Um dies zu demonstrieren, enthält Tabelle 5.1 zwei Bahnlösungen für die He II $\lambda 4686$ -Emission. Bei der einen Bestimmung wurden die Radialgeschwindigkeiten mittels eines einfachen Gaußprofils bestimmt, bei der anderen wurde die oben beschriebene Doppelgaußmethode verwendet. Die Geschwindigkeitsamplitude, die mittels der Daten mit einfachem Gaußprofil bestimmt wurde, weicht um 5σ von der mittleren Amplitude der anderen Linien ab. Im Vergleich zur H β -Linie ist die relative Stärke der Absorption auf der He II $\lambda 4686$ -Emission deutlich geringer. Trotzdem reicht diese Absorption aus, das Zentrum der Emission derart zu verschieben, daß eine geringere Geschwindigkeitsamplitude gemessen wird. Auch Niemela & Sahade (1980) und Moffat et al. (1986) ermittelten für He II $\lambda 4686$ eine Geschwindigkeitsamplitude, die dem Wert des einfachen Gaußfits an den HEROS-Daten entspricht. In beiden Publikationen wurde darauf verzichtet, diese Linie bei der Bestimmung der Bahndaten zu berücksichtigen, mit dem Hinweis, daß das Verhalten dieser Emission in ähnlicher Weise auch in anderen WR-Sternen abweicht. Die Ursache für dieses besondere Verhalten wurde gefunden. Es konnte gezeigt werden, daß der Einfluß der Absorption derart korrigiert werden kann, daß die He II $\lambda 4686$ -Linie Bahnelemente liefert, die den Werten der reinen Emissionslinien entsprechen.

Da die Abweichungen des einfachen Gaußfits an der He II $\lambda 4686$ -Linie systematischer Natur sind, wurden die daraus ermittelten Bahnelemente nicht zur Bestimmung der Geschwindigkeitsamplitude benutzt. Ebenso wurde auf das Resultat der He II $\lambda 4860$ -Linie verzichtet, da hier die Bahnelemente durch die große Korrektur für die starke Absorptionskomponente besonders unsicher sind. Mit den restlichen sechs Lösungen aus Tabelle 5.1 wurde eine Geschwindigkeitsamplitude von $\bar{K}_{WR} = 122 \text{ km s}^{-1}$ ermittelt. Der rms-Fehler der sechs Linien beträgt 3 km s^{-1} .

Mit ungefähr 50 Messungen bei den Phasen mit maximaler Geschwindigkeitsamplitude, sollte jede Linie eine Amplitudengenauigkeit von $1/7$ ($\sim 1/\sqrt{50}$) seiner σ_{O-C} -Werte erreichen. Daraus folgt eine Genauigkeit von ca. 1.5 bis 2 km s^{-1} der Amplituden für jede einzelne Linie (vergleiche Tabelle 5.1). Die Standardabweichung vom Mittelwert der sechs Linien ist größer als obige Abschätzung für den Fehler der einzelnen Linien. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß hier weitere systematische Effekte vorliegen und die sechs Resultate nicht zufällig verteilt sind. Aus diesem Grund wurde darauf verzichtet, den Fehler der mittleren Amplitude um $\sqrt{6}$ zu reduzieren. Stattdessen wurde als Unsicherheit der Fehler

Tabelle 5.2: Bahnelemente des Begleitsterns im System γ^2 Vel berechnet mittels Radialgeschwindigkeitsvariationen verschiedener Absorptionslinien. Die Bahnperiode wurde auf $P = 78.53$ Tage, die Exzentrizität auf $e = 0.326$ fixiert. Es wurde keine Korrektur auf Grund des Einflusses der WR-Emissionen durchgeführt.

	γ [km s ⁻¹]	ω [deg]	T_0 JD 2 400 000.5+	K [km s ⁻¹]	σ_{O-C} [km s ⁻¹]
H 9 $\lambda 3835$	13.2	238.2	50 119.5	48.9	5.6
H ϵ $\lambda 3970$	4.2	242.3	50 119.9	47.4	5.6
H β $\lambda 4861$	-14.6	249.9	50 120.1	67.1	13.5
He I $\lambda 3889$	6.0	263.5	50 119.4	63.6	9.9
He I $\lambda 4471$	-2.5	260.9	50 118.6	48.8	10.9

einer einzelnen Linie angenommen:

$$\bar{K}_{WR} = 122 \pm 2 \text{ km s}^{-1}.$$

5.2.3 Geschwindigkeitsamplitude des Begleitsterns

Innerhalb des von HEROS überdeckten Spektralbereichs sind alle Absorptionen auf mindestens einer Emissionslinie überlagert. Im einfachsten Fall ist dabei die Absorption des Begleiters auf der entsprechenden Emission des WR-Sterns aufgesetzt. Während der Phasen mit maximalen Radialgeschwindigkeiten befindet sich dabei die Absorption auf den steilen Flanken der Emission. Die Neigung der Emission bewirkt dabei ein Verschieben des Absorptionslinienzentrums zu den Linienflügeln. Ein direktes Vermessen der Absorptionszentren würde daher sowohl die maximal positive als auch die maximal negative Radialgeschwindigkeit des Begleitsterns überschätzen. Ohne eine Korrektur für die WR-Emission würde damit zwangsläufig eine zu große Geschwindigkeitsamplitude gemessen werden. Tabelle 5.2 zeigt die ermittelten Bahnelemente des Begleitsterns, wenn keine Korrektur für die Emission durchgeführt wurde. Abhängig von der Stärke und der Form der Wolf-Rayet-Emission werden Amplituden bis 67 km s^{-1} ermittelt. Mit dem Wissen, daß diese Werte zu groß sind, liefern sie jedoch ein oberes Limit für die Geschwindigkeitsamplitude des O-Sterns. Interessanterweise ermittelten Niemela & Sahade (1980) und Moffat et al. (1986) Geschwindigkeitsamplituden von 70 km s^{-1} bzw. 83 km s^{-1} . Auf Grund der mit Tabelle 5.2 ermittelten oberen Grenze können diese Resultate als systematisch zu groß angesehen werden. Die Lösungen von H ϵ und H 9, für die Bahnelemente mit einer sehr kleinen σ_{O-C} -Streuung gefunden wurden, setzen sogar ein noch strengeres oberes Limit für die Amplitude des O-Sterns: $K_O < 50 \text{ km s}^{-1}$.

Es ist offensichtlich, daß der Einfluß der WR-Emission korrigiert werden muß. Allerdings ist dies nicht trivial. Einige Absorptionen sind durch andere derart gestört, daß es nicht möglich ist, eine zuverlässige Korrektur anzubringen. Leider gehören die beiden Linien mit den niedrigsten σ_{O-C} -Werten in diese Kategorie. Eine Inspektion der Wellenlängenbereiche um H ϵ und H 9 zeigt vielen Überlagerungen von Spektrallinien. Die geringe Streuung dieser Linien läßt darauf schliessen, daß die Störungen durch den WR-Stern gering sind. Allerdings liegen He II-Emissionen (Pickering-Serie) bei den Wellenlängen der Wasserstoffabsorptionen, auch wenn diese hier nicht isoliert werden können.

Tabelle 5.3: Bahnelemente des Begleitsterns im System γ^2 Vel berechnet mittels Radialgeschwindigkeitsvariationen verschiedener Absorptionen. Die Bahnperiode, die Exzentrizität und der Periastronwinkel wurden dabei fixiert ($P = 78.53$ Tage, $e = 0.326$ und $\omega = 248^\circ$). Der Einfluß der WR-Emission wurde dabei mittels der Methoden a, b oder c berücksichtigt.

	γ [km s ⁻¹]	T_0 JD 2 400 000.5+	K [km s ⁻¹]	σ_{O-C} [km s ⁻¹]
H β^a $\lambda 4861$	-11.3	50 121.9	39.6	11.3
H β^c $\lambda 4861$	-17.9	50 120.9	37.4	11.9
He I/II ^a $\lambda 4025$	31.1	50 120.5	37.9	10.7
He I ^b $\lambda 4471$	-17.6	50 118.2	37.9	10.5
He I ^{c,d} $\lambda 4471$	1.5	50 116.7	38.4	8.8
He II ^a $\lambda 4686$	18.5	50 120.8	35.7	26.5
He II ^a $\lambda 5411$	35.5	50 119.8	41.6	16.8

- ^a Gleichzeitiger Doppelgaußfit an die Absorptions- und die Emissionskomponente
- ^b WR-Emission lokal durch eine Gerade approximiert
- ^c Fit an die Absorption, nach Subtraktion eines mittleren WR-Emissionsprofils (verschoben um die Bahnlösung des WR-Sterns)
- ^d Hohe negative Radialgeschwindigkeiten um Phase 0.9 ausgenommen

Um den Einfluß der WR-Emissionen zu berücksichtigen, wurden mehrere Ansätze durchgeführt. Zum einen wurde ein Doppelgaußprofil an die Spektrallinie angepaßt; weiterhin wurde ein mittleres Emissionsprofil (korrigiert um die jeweilige Bahnbewegung) von der Absorption abgezogen. Die Resultate zeigt Tabelle 5.3. In beiden Fällen limitierte die intrinsische Variation der Emissionslinie die Genauigkeit der Ergebnisse. Dies ist besonders offensichtlich, wenn ein mittleres Profil subtrahiert wird. Doch auch die Doppelgaußmethode bleibt davon nicht unbeeinflusst: manche Linienprofile werden deutlich schlechter reproduziert. Grundsätzlich ist jede Korrektur von systematischen Fehlern betroffen, und es ist nicht auszuschließen, daß die hier gewählten Ansätze systematisch zu zu großen Korrekturen führen. Da nur eine Korrektur für isolierte Emissionen sinnvoll ist, wurden letztlich mit fünf Linien die Bahnelemente des O-Sterns bestimmt. Für die Geschwindigkeitsamplitude ergibt sich:

$$\bar{K}_O = 38.4 \pm 2 \text{ km s}^{-1}.$$

Dabei wurden die He I $\lambda 4025$ und die Mittelwerte der beiden Resultate von He I $\lambda 4471$ und H β entsprechend ihren niedrigen σ_{O-C} -Werten höher gewichtet als die He II $\lambda \lambda 4686; 5411$ -Linien. Der angegebene Fehler entspricht der Standardabweichung dieser fünf Ergebnisse. In Anbetracht der Schwierigkeiten beim Vermessen der Absorptionen erscheint ein Fehler von 2 km s^{-1} sehr klein, allerdings ist eine bessere Methode zur Fehlerabschätzung nicht bekannt. Wie bei den Emissionslinien wurde auch hier auf die Reduzierung des Fehlers um die Quadratwurzel der Anzahl der Messungen verzichtet, da nicht davon auszugehen ist, daß die Resultate zufällig um die korrekte Amplitude verteilt sind.

5.2.4 Die restlichen Bahnelemente

Die Exzentrizität kann als einziges Bahnelement ohne große Schwierigkeiten bestimmt werden. Die fünf Emissionslinien ohne Absorptionsanteil (aufgelistet in Tabelle 5.1) liefern einen Wert von

$$\bar{e}_{\text{em}} = 0.326 \pm 0.01.$$

Die durchschnittliche Exzentrizität der Absorptionen beträgt $\bar{e}_{\text{abs}} = 0.38 \pm 0.1$. Innerhalb der Fehler stimmen die beiden Werte überein. Allerdings liefern die Absorptionen eine um den Faktor 10 größere Unsicherheit. Aus diesem Grund wurde die mittlere Exzentrizität der Emissionen für die Analyse der Absorptionen verwendet (vergleiche Tabellen 5.2 und 5.3).

Mittels der Emissionslinien wurde die mittlere Periastronlänge berechnet: $\bar{\omega} = 68.3^\circ$. Die Standardabweichung hierbei beträgt 2.3° , allerdings erscheint die Verteilung der Werte nicht zufällig, sondern eher bimodal. Die einzelnen Winkel sind wahrscheinlich durch systematische Effekte beeinflusst. Aus diesem Grund wurde der Fehler so groß gewählt, daß alle Resultate (außer He II $\lambda 4860$) berücksichtigt werden:

$$\bar{\omega}_{\text{WR}} = 68 \pm 4^\circ.$$

Die Absorptionslinien liefern stark gestreute Werte für die Periastronlänge (vergleiche Tabelle 5.2). Mit der Annahme $\omega_{\text{O}} = \omega_{\text{WR}} + 180^\circ$ ergeben sich $\sigma_{\text{O-C}}$ -Werte, die nur marginal größer sind, als bei der Analyse mit freier Periastronlänge ω . Da es keine Gründe gibt, für den O-Stern einen anderen Periastronwinkel als $\omega_{\text{O}} = \omega_{\text{WR}} + 180^\circ$ anzunehmen, wurde ein Wert von $\omega_{\text{O}} = 248^\circ$ festgesetzt, mit dem die Bahnelemente des O-Sterns bestimmt wurden (Tabelle 5.3).

Das mittlere Periastrondatum sowohl der Emissionen als auch der Absorptionslinien beträgt $T_0 = 2450\,120.5$ (Tabellen 5.1 und 5.3). Die Standardabweichung liegt bei 1.6 Tagen, allerdings erscheint auch hier, wie zuvor schon bei der Periastronlänge, die Verteilung bimodal. So wurde auch hier der Fehler derart gewählt, das möglichst viele Werte der Periastronzeitbestimmung berücksichtigt werden:

$$\bar{T}_0 = \text{JD } 2450\,120.5 \pm 2.0.$$

Im nächsten Abschnitt werden die Unterschiede zwischen einzelnen Lösungen im Detail diskutiert. Mit diesem Ergebnis und der bekannten Periode folgt die Ephemeride für die Zeitpunkte des Periastrondurchgangs:

$$\text{JD}(\text{Periastron}) = 2450\,120.5 + 78.53 E.$$

Wenn nicht anderes vermerkt, werden im Rahmen dieser Arbeit die Phasenbeziehungen von γ^2 Vel mittels dieser Ephemeride berechnet.

Für spezielle Anwendungen ist es allerdings sinnvoll, die Phase relativ zur Konjunktion der Sterne anzugeben. Der Wolf-Rayet-Stern steht 48 Tage nach dem Periastrondurchgang, d. h. zur Phase $\phi = 0.61$, vor dem O-Stern:

$$\text{JD}(\text{WR vor O}) = 2450\,168.5 + 78.53 E.$$

Die Ephemeriden unterscheiden sich von denen, die Moffat et al. (1986) angeben. So liegt der mit dem HEROS-Spektren ermittelte Periastrondurchgang um 1.3 Tage vor und der Zeitpunkt der Konjunktion um 1.9 Tage nach den Zeitpunkten, die von Moffat et al. (1986) angegeben werden. Die Periastronzeit von Niemela & Sahade (1980) liegt um 2.9 Tage nach dem mit obiger Gleichung ermittelten Datum.

Prinzipiell sollte es im System γ^2 Vel möglich sein, die Systemgeschwindigkeit mit derselben Genauigkeit wie die der Geschwindigkeitsamplituden zu ermitteln, da hier photosphärische Absorptionen beobachtbar sind und nicht auf Emissionen des WR-Sterns zurückgegriffen werden muß. Dies ist allerdings offensichtlich nicht der Fall (vergleiche Tabelle 5.3). Wahrscheinlich liegt der Grund für die große Streuung der γ -Geschwindigkeiten sowohl in der möglichen inkorrekten Normalisierung der Spektren oder auch eventuell in falschen Referenzwellenlängen. Um den ersten Grund zu verstehen, sei daran erinnert, daß hier Wellenlängenverschiebungen an sehr breiten Absorptionströgen gemessen wurden. O-Sterne rotieren mit einer Geschwindigkeit von $v_{\text{rot}} \sin i = 220 \text{ km s}^{-1}$ (Baade et al. 1990). Daher besitzen diese Linien ein flaches Linienzentrum und eine Breite, die fünfmal größer ist als die bestimmte Geschwindigkeitsamplitude. Wenn das darunterliegende Kontinuum einen falschen Verlauf hat, ist es möglich, Verschiebungen von einigen km s^{-1} zu erhalten. Der zweite Grund ist einsichtig, wenn man bedenkt, daß zwei der drei Linien aus Tabelle 5.3, die Lösungen mit kleiner Streuung liefern, Mischungen aus Übergängen mit leicht verschiedenen Wellenlängen (sog. Multipletts oder „blends“) sind. Solange nicht das Verhältnis der Linienstärke der Komponenten bekannt ist, kann die effektive Wellenlänge dieser Linienmischung nicht berechnet werden. Um letztlich die Systemgeschwindigkeit zu erhalten, wurde der Mittelwert der fünf Linien aus Tabelle 5.3 gebildet und die Standardabweichung als Maß für die Genauigkeit verwendet:

$$\gamma = 7 \pm 23 \text{ km s}^{-1}.$$

5.2.5 Der C III/C IV–Linienkomplex

Wie bereits im vorangegangenen Unterkapitel erwähnt, zeigen die Daten des Periastrondurchgangs der Emissionslinien (Tabelle 5.1) eine bimodale Verteilung. Die C IV $\lambda\lambda 4441; 4786; 7730$ -Linien liefern $T_0 = 2\,450\,121.9$, wohingegen bei C III/C IV $\lambda 4650$ und bei der C III $\lambda 6740$ -Linie ein $T_0 = 2\,450\,118.9$ ermittelt wird. Die Differenz von drei Tagen ist signifikant. Dies zeigt Abbildung 5.4, wo die Datensätze von C III/C IV $\lambda 4650$ und C IV $\lambda 4441$ aufgetragen sind.

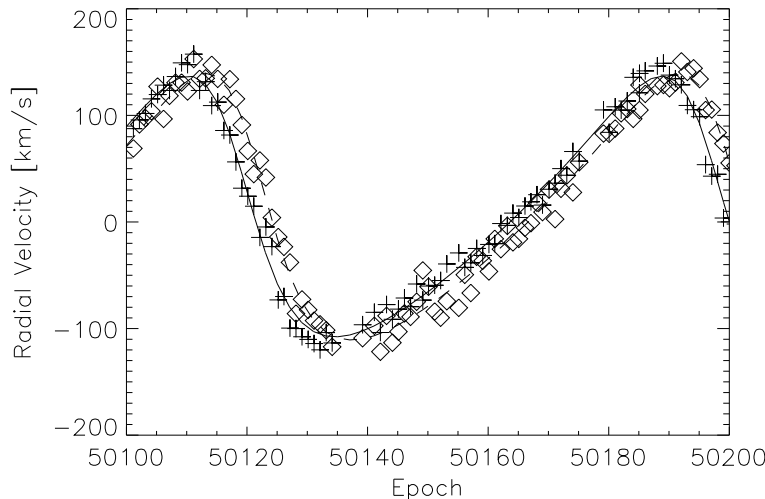


Abbildung 5.4: Radialgeschwindigkeiten der Kohlenstoffemissionen bei $4\,650 \text{ \AA}$ (+) und $4\,441 \text{ \AA}$ (◇). Zur besseren Vergleichbarkeit wurden beide Datensätze auf die Systemgeschwindigkeit 0 gesetzt. Die Bahnösungen (gemäß den Parametern aus Tabelle 5.1) sind durch die durchgezogene Linie (für C III/IV $\lambda 4650$) und die gestrichelte Linie (für C IV $\lambda 4441$) markiert. Die Zeitachse zeigt das modifizierte Julianische Datum.

Dieses Phänomen bleibt unverstanden. So liefert z. B. die C III $\lambda 6740$ -Linie eine Bahnlösung, die in perfekter Übereinstimmung mit den C IV-Linien steht (speziell ein Periastrondatum von $T_0 = 2\,450\,121.9$ liefert), wenn die Routine zur Linienvermessung derart abgeändert wird, daß die benachbarte He II

$\lambda 6683$ miteinbezogen und die Linienbreite fixiert wird. Dieses Resultat legt den Schluß nahe, daß die Verschiebung bei der C III $\lambda 6740$ –Linie nicht real ist. Das Periastrondatum der He II $\lambda 4686$ –Linie gehört ebenfalls zur Gruppe der Linien mit frühem Periastrondatum. Eine genaue Untersuchung der Radialgeschwindigkeitskurve dieser Linie zeigt jedoch, daß das frühe Periastrondatum seine Ursache im Periastronwinkel hat, der beträchtlich von denen der anderen Linien abweicht. So gehört wahrscheinlich auch die He II $\lambda 4686$ –Emission nicht zur Gruppe der Linien mit einer Verschiebung im Periastrondatum.

Andererseits scheint der Effekt bei der starken C III/C IV $\lambda 4650$ –Linie real. Es wurden verschiedenste Linienanpassungen durchgeführt (mehrere Gaußfunktionen mit allen möglichen Kombinationen von freien und fixierten Linienbreiten). Es ergab sich keine signifikante Veränderung zu den Bahnelementen, die in Tabelle 5.1 gegeben sind; im besonderen zeigte sich immer die Verschiebung des Periastrondurchgangs gegenüber anderen Linien. Und obwohl die Radialgeschwindigkeitskurve der He II $\lambda 4860$ –Linie nicht sehr genau definiert ist, scheint es, daß auch diese Linie einen signifikanten Versatz von etwa vier Tagen beim Periastrondurchgang zeigt.

Hydrodynamische Berechnungen der Kollision von WR–Winden mit den Winden der begleitenden O–Sterne sagen eine Schockzone an der Wind-Wind–Kontaktfläche voraus. Es liegt daher die Hypothese nahe, daß die Linienprofile durch zusätzliche Emission aus der Schockzone gestört sind. Da der Impuls des WR–Windes bei γ^2 Vel deutlich größer ist als der des O–Sterns, befindet sich diese Schockzone nahe des O–Sterns (sie umhüllt den Stern sozusagen) und das geschockte Gas fließt nahezu radial vom WR–Stern weg (durch die Bahnbewegung ist diese Symmetrie leicht gestört). Es erreicht dabei Geschwindigkeiten von der Größenordnung der WR–Windendgeschwindigkeit (vergleiche Abbildung 2 bei Walder 1995; Stevens et al. 1996). Diese vorgeschlagene Schockzonenemission kann nicht als zusätzliche Emission beobachtet werden, sondern sie verbreitert das Linienprofil derart, daß im Ganzen eine Verschiebung zum blauen Wellenlängenbereich gemessen wird, wenn die Sterne in Konjunktion stehen und dabei der WR–Stern hinter dem O–Stern steht, bzw. eine Verschiebung zum roten Bereich zu Zeiten der zweiten Konjunktion, wenn der WR–Stern vor seinem Begleiter steht. Zu Zeiten der Quadratur, wenn die höchsten Radialgeschwindigkeiten gemessen werden, sind die Linienzentren nicht beeinflusst. Dies erklärt, warum sich die Geschwindigkeitsamplitude nicht ändert.

Dieser Hypothese folgend würde man eine systematische Variation der Linienbreite erwarten. Tatsächlich kann bei den HEROS–Spektren eine systematische Variation abhängig von der Bahnposition beobachtet werden. Allerdings wird anstatt zweier Maxima in der Linienbreite nur eines beobachtet. Dieses Maximum allerdings erscheint zum Zeitpunkt einer Konjunktion, in Einklang mit dem vorgestellten Modell. Trotzdem erscheint das Modell letztlich zu simpel. Man benötigt daher eine detaillierte Untersuchung, um die komplexe Natur dieses Phänomens zu verstehen. Da es allerdings in den Resonanzlinien im ultravioletten Spektralbereich klare Hinweise auf kollidierende Winde gibt (St-Louis et al. 1993), ist es sehr gut möglich, daß die beobachtete Verschiebung des Periastrondatums wenigstens der C III/C IV $\lambda 4650$ –Linie real ist und auf zusätzliche Emission zurückgeführt werden kann, die nicht im ungestörten WR–Wind entsteht. Ein zusätzlicher Anhaltspunkt für dieses Szenario wurde von St-Louis (1996) gefunden. Sie berichtet von phasenabhängiger Variabilität im Linienprofil der C III $\lambda 5696$ –Linie (diese Emission fällt leider in die spektrale Lücke von HEROS). Der gleiche Typ von Profilvariationen wurde erfolgreich für WR 79 von Lührs (1997) mit einem einfachen Modell einer Schockzone modelliert.

Ähnliche Phänomene wurden auch schon in anderen WR–Doppelsternsystemen beobachtet. Bertrand (1995) beobachtete ein schiefes Linienprofil im Falle von WR 133. Moffat & Seggewiss (1977) fanden eine Phasenverschiebung um fast eine viertel Periode in der C III $\lambda 5696$ –Emission von θ Mus. Auch im Rahmen dieser Arbeit wurden beim System HD 5980 variable Linienbreiten beobachtet (vgl. Kapitel

6.2.2). Bei all diesen Beobachtungen wird vermutet, daß sie in Verbindung mit Effekten von kollidierenden Winden stehen.

5.2.6 Die Inklination

Eine Analyse der Radialgeschwindigkeitsvariation liefert keine Bestimmung der Bahnneigung i . Bei WR 22 konnte unmittelbar auf Grund der Bedeckungsveränderlichkeit des Systems auf eine Inklination von $i \sim 90^\circ$ geschlossen werden. Dies ist bei γ^2 Vel nicht möglich, so daß andere Methoden nur Bestimmung dieses Bahnelementes benutzt werden müssen. St-Louis et al. (1987) ermittelten einen Wert von $i = 70^\circ$ für das System. Ihr Wert basiert auf polarimetrischen Beobachtungen, allerdings wurde zur Analyse ein Wert von $e = 0.40$ für die Exzentrizität angenommen. Da dieser Wert signifikant von dem mit HEROS ermittelten Wert abweicht, wurden die Polarisationsdaten mit $e = 0.326$ neu analysiert. In Abbildung 5.5 werden die berechneten Stokes Parameter mit den beobachteten Werten von Q und U verglichen. Wie bei St-Louis et al. (1987) wurde dabei ein Modell von Brown et al. (1982) benutzt, das eine punktförmige Lichtquelle am Ort des O-Sterns annimmt und eine Streuregion, die sich am Ort des WR-Sterns befindet. Es wurden sieben freie Parameter angepaßt durch Minimierung von $M = \sum \Delta_Q^2 + \Delta_U^2$, wobei $\Delta_Q = Q_{\text{obs}} - Q_{\text{cal}} - Q_0$ und Δ_U entsprechend. Man erhält beste Lösungen von $i = 68^\circ$, $T_0 = 2\,450\,119.9$, $\lambda_p = 140^\circ (+n \times 90^\circ)$, $\Omega = 142^\circ (+180^\circ)$, $\tau_* = 0.027$ und Polarisationen von $Q_0 = 0.079\%$ und $U_0 = -0.087\%$. Der Zeitpunkt des Periastrondurchganges T_0 ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem aus der Radialgeschwindigkeitsanalyse ermittelten Wert. Die Analyse ist bezüglich dieses Parameters sehr empfindlich, so daß eine Genauigkeit von etwa einem Tag für T_0 angenommen werden kann. Der Periastronwinkel beträgt $\omega = \lambda_p - 90^\circ = 50^\circ$, was vom Wert $\omega = 68^\circ$ der Radialgeschwindigkeitsanalyse abweicht. Allerdings ist für diesen Parameter der Fit an die Polarisationsdaten nicht sehr empfindlich, so daß diese Differenz wohl nicht signifikant ist.

Man findet, daß die geänderte Exzentrizität die resultierende Inklination kaum beeinflußt. Ein Vergleich von Abbildung 5.5 mit Abbildung 7 von St-Louis et al. (1987) zeigt, daß die Lösungen einen nahezu identischen Verlauf haben. Der einzige offensichtliche Unterschied liegt in der größeren Amplitude bei St-Louis et al. (1987). Diese Amplitude wird durch τ_* beschrieben, dessen Wert deutlich kleiner ist als der von St-Louis et al. (1987) ermittelte Wert ($\tau_* = 0.045$). Der Hauptgrund für die unterschiedlichen

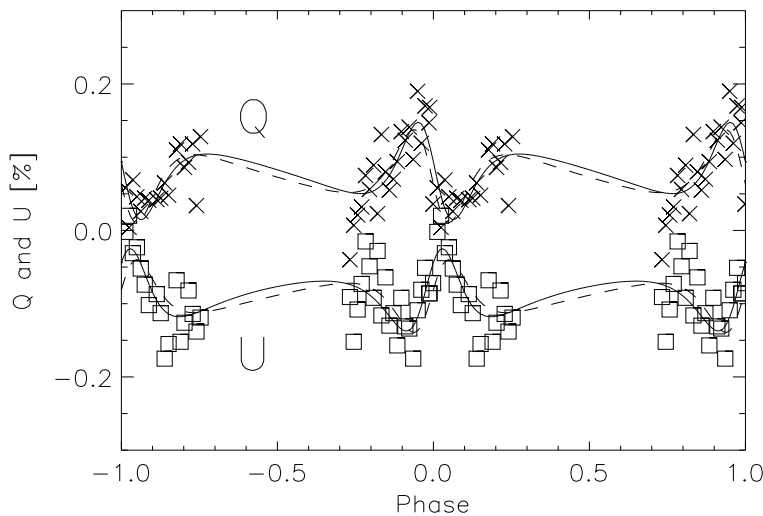


Abbildung 5.5: Vergleich der beobachteten Stokes-Parameter Q (markiert durch \times) und U (markiert durch \square) von St-Louis et al. (1987) mit berechneten Werten, die mittels des Modells von Brown et al. (1982) ermittelt wurden. Die durchgezogene Linie markiert die beste Lösung für einen Inklinationswinkel von $i = 68^\circ$, die gestrichelte Linie gibt die Lösung für $i = 90^\circ$.

Lösungen dürfte darin bestehen, daß bei der Analyse von St-Louis et al. (1987) ein größerer Datensatz mit polarimetrischen Beobachtungen auch minderer Qualität benutzt wurde.

Die Amplitude der Polarisationsvariation hängt von der Anzahl und der Verteilung der Streuzentren ab, d. h. den freien Elektronen im Wind des WR-Sterns. Mit der Theorie von St-Louis et al. (1988), die auf dem Streumodell von Brown et al. (1978) basiert, ist es möglich, eine Massenverlustrate zu berechnen. Mittels des durchgeführten Polarisationsfits wurde eine Halbachse von $A_p = 0.08\%$ in der Q-U-Ebene bestimmt. Dies führt zu einem Massenverlust von $\dot{M} \approx 7 \cdot 10^{-6} M_\odot \text{Jahr}^{-1}$ (nach Gleichung 6 bei St-Louis et al. 1988). Der interessante Aspekt dieser Zahl ist die Tatsache, daß sie mit einer Methode ermittelt wurde, die proportional zur Dichte ist. Im Gegensatz dazu hängen die Massenverlustraten, die auf Flüssen im Radiobereich basieren, vom Quadrat der Dichte ab. Schaerer et al. (1997) berechneten einen Massenverlust von $\dot{M} = 3 \cdot 10^{-5} M_\odot \text{Jahr}^{-1}$ mit Hilfe der HIPPARCOS Distanz, des mm- und Radioflusses von Leitherer & Robert (1991) und Hogg (1985) und der ermittelten Windendgeschwindigkeit von Eenens & Robert (1994). Das Verhältnis der beiden Massenverlustbestimmungen führt zu einer Abschätzung der „Verklumpung“ (engl. *clumping*) des WR-Windes. Die obigen Werte liefern einen Verklumpungsfaktor von ungefähr vier, der recht gut mit dem von Moffat & Robert (1994) aus Linienprofilvariationen ermittelten Wert von drei übereinstimmt.

Viel entscheidender als die obigen Ergebnisse ist jedoch folgender wichtiger Unterschied zu den Resultaten von St-Louis et al. (1987): Während diese Autoren einen Bereich von $50^\circ \leq i \leq 80^\circ$ für die Inklination bestimmten, zeigte die Analyse der veröffentlichten Polarisationsdaten mit den verbesserten Bahnparametern keine Einschränkung für die Bahnneigung i . Abbildung 5.6 zeigt die Abweichungen der jeweils besten Fits für gegebenen Inklinationswinkel. Für alle möglichen Inklinationen ergibt sich eine kleinere rms-Abweichung als $\sigma = 0.041\%$, dem Wert, der von St-Louis et al. (1987) für den besten Fit gefunden wurde.

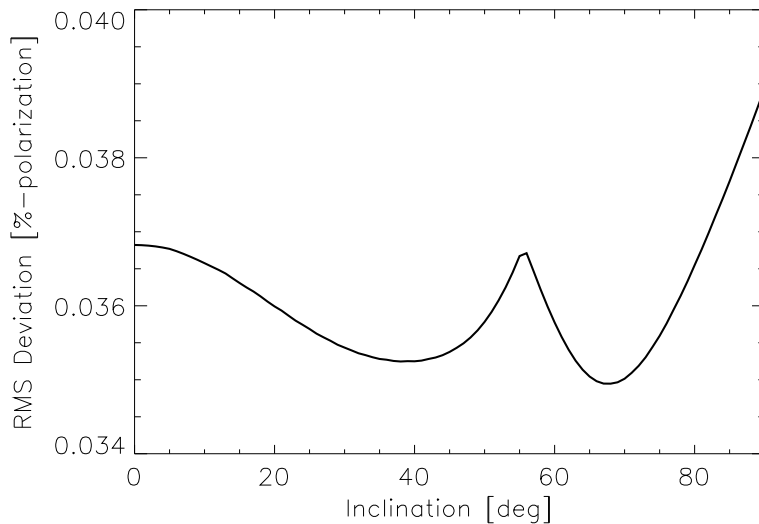


Abbildung 5.6: Resultierende Fehler der Fits zu den beobachteten Stokes-Parameter Q und U (vgl. Abbildung 5.5) als Funktion der gewählten Inklination.

Obwohl bei der neuen Analyse die addierten quadratischen Abweichungen um 40 % im Vergleich zur Lösung bei St-Louis et al. (1987) verbessert wurden, sind die Datenpunkte um den Fit nicht derart verteilt, wie man es bei zufälligen Verteilungen durch instrumentelle Unsicherheit erwartet. St-Louis et al. (1987) geben die instrumentelle Streuung mit $\sigma_{\text{inst}} = 0.013\%$ Polarisation an. Es muß daher einen Effekt unbekannter Herkunft geben, der die Beobachtungen beeinflusst. St-Louis et al. (1987) vermuten einen Zusammenhang mit den nichtradialen Pulsationen des O-Sterns, wie sie bei Baade et al.

(1990) berichtet werden. Unter der Annahme, daß die Abweichungen trotzdem zufälliger Natur sind, mit $\sigma = 0.035\%$ Polarisation (dem kleinste rms-Wert des neuen Fits), kann ein Vertrauensintervall für die rms-Abweichungen angegeben werden: $\sigma = 0.035 \pm 0.0027\%$ Polarisation. Für die unwahrscheinlichste Inklination von $i = 90^\circ$ wird eine Abweichung von 0.039% Polarisation berechnet. Das heißt, daß auch dieser Fit nur um 2σ von der besten Anpassung abweicht und damit immer noch eine Wahrscheinlichkeit von 15% hat. Dies ist aus Abbildung 5.5 ersichtlich, wo zur Lösung von $i = 68^\circ$ (durchgezogene Linie) auch die Lösung $i = 90^\circ$ (gestrichelte Linie) eingezeichnet ist. Schon die Inspektion per Auge läßt erkennen, daß beide Kurven die Daten gut anpassen. Offensichtlich sind die Polarisationsdaten nicht genau genug, um die Inklination des Systems zu bestimmen.

Allerdings ist eine Eingrenzung der Inklination mittels anderer Überlegungen möglich. Moffat (1977) fand keine Bedeckung in der Lichtkurve. Damit kann eine Obergrenze für die Inklination bestimmt werden. Mit Radien von $R_O = 13.2 R_\odot$ und $R_{WR} \leq 2 R_\odot$ (Schaerer et al. 1997) sowie einer kleinsten Separation der beiden Sterne von $a \sin i = 161.8 \cdot 10^6$ km in Konjunktion (vergleiche Tabelle 5.5 und Abbildung 5.7), folgt eine Inklination von $i < 84.6^\circ$.

Van der Hucht et al. (1997) und Schaerer et al. (1997) benutzten die von HIPPARCOS gemessene Distanz zu γ^2 Vel, die Periode und die beobachtete Separation der beiden Doppelsternkomponenten (Hanbury-Brown et al. 1970), um die Gesamtmasse des Systems zu bestimmen. Sie fanden $\mathfrak{M}_{WR+O} = 29.5 \pm 15.9 \mathfrak{M}_\odot$. Durch einen Vergleich mit dem Wert $\mathfrak{M}_{WR+O} \sin^3 i$ der HEROS-Analyse (Tabelle 5.5) folgt eine Inklination von $i = 81^\circ$. Allerdings ist auf Grund der großen Unsicherheit der Gesamtmasse die Inklination nicht sehr genau. Trotzdem liefert diese Analyse einen unteren Wert von $i > 57^\circ$.

Mittels einer Spektralanalyse des O-Sterns von γ^2 Vel ermittelten Schaerer et al. (1997) seine Leuchtkraft. Durch Vergleich mit Entwicklungsmodellen von Einzelsternen ergab sich so eine Masse von $\mathfrak{M}_O = 29 \pm 4 \mathfrak{M}_\odot$. Eine Kombination mit dem aus den HEROS-Daten ermittelten Wert von $\mathfrak{M}_O \sin^3 i$ (Tabelle 5.5) führt zu einem Wert von $i = 65^\circ \pm 8^\circ$. Der angegebene Fehler ergibt sich dabei nur aus den Fehlern der Leuchtkraft und der Massenbestimmung und beinhaltet nicht die Unsicherheit des Entwicklungspfades.

Die letzte Analyse mit ihrem Fehler schließt alle Lösungen der vorherigen Methoden mit ein. Als guter Kompromiß wird dieser Wert als der wahrscheinlichste Inklinationswinkel gewählt.

5.3 Windbedeckungseffekte

Im Gegensatz zu WR 22 sind in den Spektren von γ^2 Vel Windbedeckungseffekte sichtbar. Grund hierfür ist der im Vergleich zu WR 22 dichtere Sternwind, der für eine signifikante Schwächung des O-Sternlichtes im Wind sorgt. Vorteilhaft für die Analyse ist auch das starke Signal des Begleiters (der O-Stern ist im Gegensatz zu WR 22 im Spektrum leicht auszumachen), das gute S/N -Verhältnis und die Möglichkeit, den ultravioletten Bereich mittels IUE-Spektren zu untersuchen.

5.3.1 Zyklus-zu-Zyklus-Variationen und Aufbereitung der Daten

Wie in Kapitel 3.2 ausgeführt, ist eine Suche nach Windbedeckungseffekten in den Spektren nur sinnvoll, wenn Spektrallinien bei unterschiedlichen Epochen, aber gleicher Phasenlage einen ähnlichen Verlauf zeigen. Für γ^2 Vel liegen optische Spektren aus den Jahren 1995 und 1996 und UV-Daten aus den Jahren 1978 bis 1996 vor.

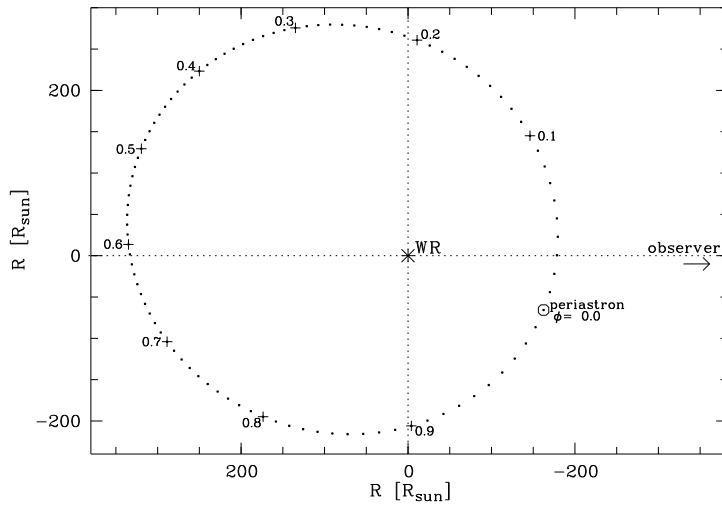


Abbildung 5.7: Bahnellipse des O-Sterns im System γ^2 Vel relativ zur ruhenden Wolf-Rayet-Komponente (bei 0;0), berechnet mit den in dieser Arbeit ermittelten Bahnparametern. Die Positionen des O-Sterns sind in Abständen von $\phi = 0.01$ markiert. Die Inklination ist nicht berücksichtigt, d.h. der Beobachter sieht nur eine projizierte Ellipse mit dem Projektionsfaktor $\sin i$ mit $i = 65^\circ$.

Ein Vergleich strategischer Linien zeigt, daß die Zyklus-zu-Zyklus-Variationen bei γ^2 Vel gering sind. Selbst über einen Zeitraum von fast 20 Jahren verändern sich die Profilverläufe nur sehr wenig. Einzig der Vergleich von UV-Spektren der LWP- und der LWR-Kamera zeigt stärkere Differenzen. Da diese jedoch instrumentell bedingt sein können, wird auf die Einbeziehung der LWR-Spektren verzichtet und die Windbedeckungsanalyse nur mit den (zahlreicheren) LWP-Spektren durchgeführt. Dies hat den Nachteil der etwas schlechteren Phasenüberdeckung in diesem Wellenlängenbereich.

Zur weiteren Bearbeitung wurden sämtliche Spektren mit Hilfe der neuen Bahnparameter (siehe Tabelle 5.5) ins Ruhesystem des Wolf-Rayet-Sterns transformiert (mittels der MIDAS-Routine REBIN/II).

Anschließend wurden Differenzspektren berechnet. Als Referenzphase wurden Spektren um $\phi_0 = 0.27$ gewählt. Zu dieser Phase hat der O-Stern den größten Abstand zur Sichtlinie WR-Stern – Beobachter. Dies zeigt Abbildung 5.7, auf der die relative Bahnellipse des O-Sterns, basierend auf den neuen Bahnelementen, abgebildet ist. Um das entsprechende Referenzspektrum zu berechnen, wurden Spektren aus den Phasen 0.245 bis 0.295 verwendet. Für den blauen und roten Kanal von HEROS wurden je drei Spektren aus dem Jahre 1996 gemittelt (Aufnahmen vom 28.02., 29.02. und 01.03.1996; vgl. Anhang A; mittlere Phase: 0.28). Für die kurzwelligen UV-Spektren (SWP-Kamera) wurden fünf Spektren ebenfalls aus dem Jahre 1996 verwendet (Aufnahmen vom 27.02. und 15.05.1996; mittlere Phase: 0.26), im langwelligen UV-Bereich (LWP-Kamera) wurden drei Spektren aus demselben Jahr benutzt (Aufnahmedatum: 27.02. und 15.05.1996; mittlere Phase: 0.26).

Diese Referenzspektren wurden von allen anderen Spektren subtrahiert und das Kontinuum durch Addition von eins wieder auf eins gesetzt.

5.3.2 Analyse der Windbedeckungseffekte

Die Emissionen von γ^2 Vel können grob in zwei Gruppen eingeteilt werden. Auf der einen Seite der Großteil der optischen Spektrallinien und einzelne Linien im UV, die recht schwach sind und die eine Breite (bei Intensität 0) von höchstens 1 200 bis 1 500 km s⁻¹ haben; auf der anderen Seite die starken Linien im UV und insbesondere der C III/IV $\lambda 4650$ -Komplex im Optischen, deren Breiten größer (>

$1\,500\text{ km s}^{-1}$) sind und die im UV ein starkes PCyg-Profil aufweisen. Die Differenzspektren dieser beiden Gruppen zeigen ein ganz unterschiedliches Aussehen.

Die schmalen Emissionslinien

Die schwächeren Emissionen im System γ^2 Velorum zeigen wenig Profilvariabilität im Phasenverlauf. Schöne Beispiele von isolierten Linien sind hierfür im Optischen bei C IV $\lambda 3566.9$, C IV $\lambda 4785.9$ oder C III $\lambda 8196.5$ zu sehen. Auch im UV sind solche Linien z. B. bei C IV $\lambda 2404.4$ und C II $\lambda 2836.7$ zu finden. Abbildung 5.8 zeigt auf der linken Seite das Spektrum von C IV $\lambda 2404.4$ (oben) und C IV $\lambda 4785.9$ (unten). Auf der rechten Seite befinden sich die dazugehörigen Differenzspektren. Da sämtliche Daten bereits ins Ruhesystem des WR-Sterns transformiert wurden, werden die Spektren im Geschwindigkeitsraum gezeigt. Die Farbkodierung ist oberhalb der eigentlichen dynamischen Spektren mittels des Durchschnittsspektrums erläutert.

Man erkennt, daß die Differenzspektren zu allen Phasen einen flachen Verlauf zeigen. Größere Strukturen sind nicht zu erkennen. Windbedeckungseffekte oder auch Wind-Wind-Wechselwirkungen spielen daher bei diesen Emissionen keine Rolle. Da in den Spektren von γ^2 Vel bei breiten Emissionen mit höheren „Windendgeschwindigkeiten“ Effekte sichtbar sind, können aus dem Fehlen bei diesen Spektrallinien Rückschlüsse auf das Entstehungsgebiet gezogen werden.

Der Begleitstern muß sich während des ganzen Umlaufes außerhalb des linienemittierenden Gebietes bewegen und wird auch zu keiner Zeit von Teilen des WR-Windes bedeckt bzw. er bedeckt auch selbst keine Teile des WR-Windes. Mit Hilfe der im Rahmen dieser Arbeit abgeleiteten Bahnparameter (siehe Tabelle 5.5) kann dann die Größe dieses Gebietes abgeschätzt werden. Unter der Annahme eines sphärisch symmetrischen Windes muß das linienemittierende Gebiet dieser Emissionen einen Radius von $R \leq 140 R_{\odot}$ haben.

Ein Vermessen der maximalen Windgeschwindigkeiten, bei denen noch Emission oder PCyg-Absorption in diesen Linien stattfindet, ist recht schwierig; einzig blaue Absorptionskanten von PCyg-Profilen erlauben eine relativ einfache und gute Abschätzung dieser Geschwindigkeit. Die schwachen Emissionen besitzen keine oder nur sehr schwach ausgeprägte PCyg-Profile. Abschätzungen der Breite der Linien (bei Intensität 0) ergeben Werte zwischen $1\,200$ und $1\,500\text{ km s}^{-1}$ für die „Windendgeschwindigkeit“. Daraus folgt, daß der Wind des WR-Sterns innerhalb eines Radiuses von $R \leq 140 R_{\odot}$ auf eine Geschwindigkeit von etwa $\sim 1\,400\text{ km s}^{-1}$ beschleunigt werden muß.

Die breiten Emissionslinien

Die breiten Emissionen im Spektrum zeigen ein ganz anderes Verhalten. Beispiele hierfür sind im Optischen der starke C III $\lambda 4650$ -Komplex und die schwächere C III $\lambda 7486.5$ -Emission. Im UV existieren viele starke Linien mit deutlichem PCyg-Profil; beste Beispiele sind die Linien von C III $\lambda 1175.7$, C IV $\lambda 1548.2$ und C III $\lambda 2296.9$.

Abbildung 5.9 zeigt links die dynamischen Spektren und rechts die dazugehörigen dynamischen Differenzspektren der Linien C III $\lambda 1175.7$ (oben) und C IV $\lambda 1548.2$ (unten), Abbildung 5.10 die Spektren von C III $\lambda 2296.9$ (oben) und vom C III/IV $\lambda 4650$ -Komplex (unten). Die Farbkodierung ist hier mittels dreier charakterischer Differenzspektren erläutert. Ein Spektrum (schwarz markiert) zeigt keine signifikanten Variationen im Differenzbild, das rot markierte Spektrum zeigt zusätzliche Emission und das

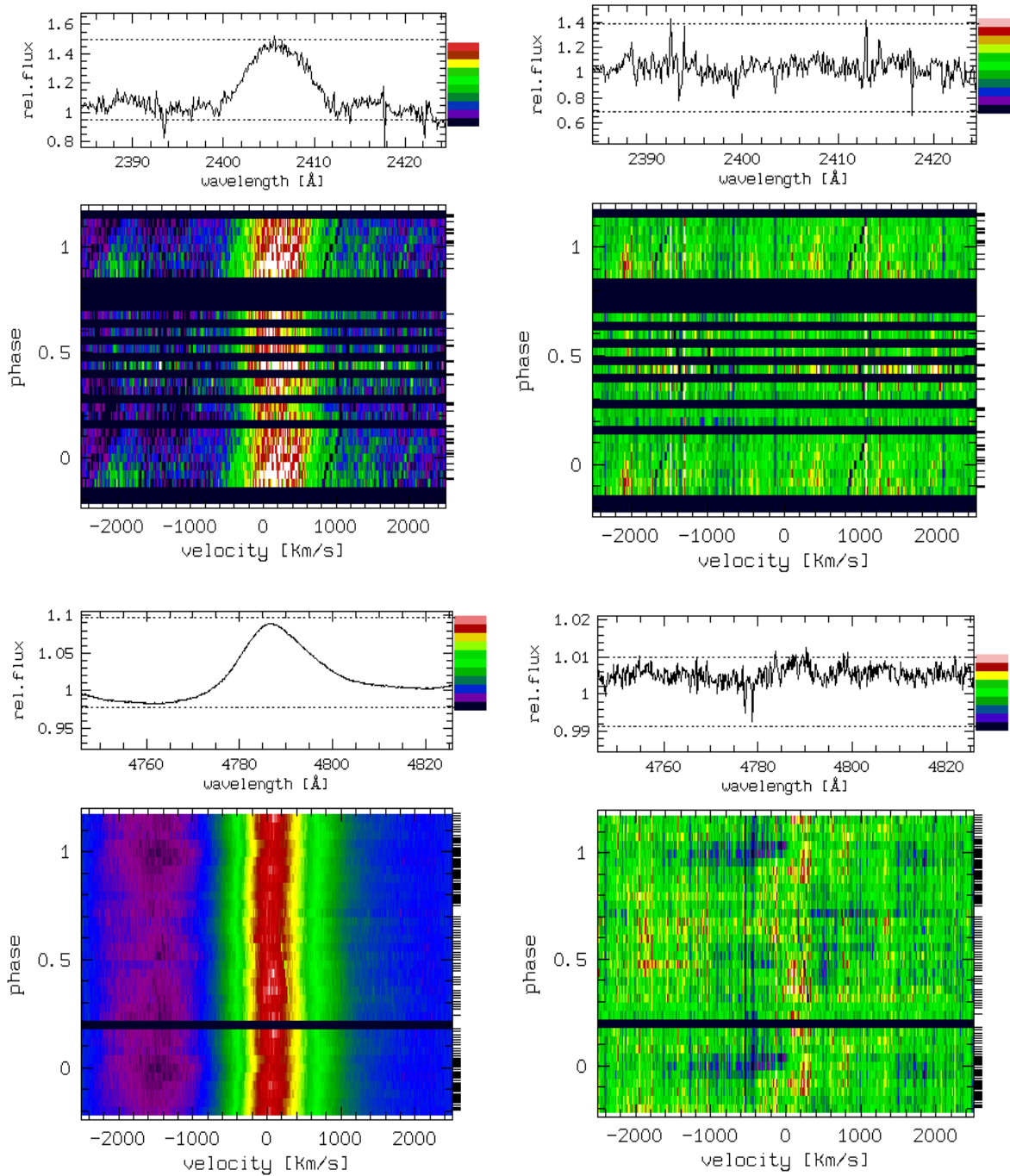


Abbildung 5.8: Dynamische Spektren (links) und die dazugehörigen Differenzspektren (rechts) zweier schmaler Emissionslinien im Spektrum von γ^2 Vel. Oben die Emission der CIV $\lambda 2404.4$ -Linie, darunter die CIV $\lambda 4785.9$ -Emission. Die Phasen sind in Bezug zum Periastrondurchgang angegeben; zur Phase $\phi = 0.03$ steht der O-Stern vor dem WR-Stern, zur Phase $\phi = 0.61$ steht die WR-Komponente vor seinem Begleiter. Referenzphase für die Berechnung der Differenzspektren ist $\phi_0 = 0.26$ (UV) bzw. 0.28 (optisch). Die typische maximale Windgeschwindigkeit, bei der noch Emission in diesen Linien beobachtet werden kann, liegt bei $\sim 1400 \text{ km s}^{-1}$. Da sämtliche Spektren ins Ruhesystem des WR-Sterns transformiert wurden, wird hier die Breite der Linien im Geschwindigkeitsraum angegeben. Die Differenzspektren zeigen einen flachen Verlauf; es sind keine Windbedeckungseffekte beobachtbar.

blaue Spektrum stammt aus einer Phase, in der zusätzlich Absorption gegenüber der Referenzphase erkennbar ist.

Die Bestimmung der maximalen Geschwindigkeiten, bei denen noch Emission oder P Cyg–Absorption beobachtbar ist, gelingt für die UV–Linien recht gut (blaue Kante der P Cyg–Absorption); für die optischen Linien ist dies schwieriger und kann nur über das ungenaue Vermessen der Linienbreite bei Intensität 0 bestimmt werden. Man ermittelt Werte von ca. $1\,600\text{ km s}^{-1}$ (C III $\lambda 7486.5$) für die optischen Linien und bis zu $2\,150\text{ km s}^{-1}$ (C IV $\lambda 1548.2$) für die Linien im ultravioletten Spektralbereich.

Die Profile dieser starken Linien sind äußerst verschieden und zeigen starke Variabilität im Zeitverlauf. Prinzipiell weisen die Spektren im UV starke P Cyg–Profile auf, während diese im optischen Bereich nur sehr schwach zu erkennen sind. Allerdings ist das Verhalten der P Cyg–Profile bei den UV–Linien unterschiedlich. Zeigen C III $\lambda 1175.7$ und C IV $\lambda 1548.2$ zu allen Phasen starke gesättigte Absorptionströge, so ist die P Cyg–Absorption der C III $\lambda 2296.9$ –Linie zur Phase $\phi = 0.1$ fast verschwunden. Grund hierfür ist die unterschiedliche Natur dieser Spektrallinien. Die C IV $\lambda 1548.2$ –Signatur ist die Resonanzlinie im Dublett–System von C IV. C III $\lambda 1175.7$ ist zwar keine solche Linie, erhält aber quasi diesen Status, da im Triplett–System der Übergang ins Grundniveau verboten ist. Von diesen Niveaus ausgehend kann auch noch bei kleinen Dichten —wie sie im Sternwind weit außen und bei hohen Geschwindigkeiten erwartet werden— Absorption (d. h. Anregung in ein höheres Niveau) beobachtet werden. Diese Linien erreichen auch die größten meßbaren Windgeschwindigkeiten von über $2\,000\text{ km s}^{-1}$. Die P Cyg–Absorption von C III $\lambda 2296.9$ entspricht dem Übergang aus dem ersten angeregten Zustand des Singulett–Systems. Es ist anzunehmen, daß weiter außen im Wind (bei geringen Dichten) das untere Niveau dieses Übergangs weder durch Strahlung noch durch Stoßanregung ausreichend bevölkert werden kann. In dieser Linie werden auch nicht ganz so hohe Windgeschwindigkeiten erreicht ($\sim 1\,850\text{ km s}^{-1}$).

Die Stärke der Differenzeffekte ist für die Linien im ultravioletten und optischen Bereich sehr verschieden. Effekte von über 100 % im UV stehen Effekte von nur 20 bis 30 % im Optischen gegenüber. Allerdings sind die großräumigen Strukturen der dynamischen Differenzspektren bei allen Linien recht ähnlich.

Alle Differenzspektren weisen um die Phase 0.0 (bzw. 1.0) zusätzliche blauverschobene „Pseudoemission“ auf (d. h. die kurzwellige Flanke des Linienprofils weist zu diesen Phasen eine höhere Intensität auf als zur Referenzphase). Um die Phase 0.6 ist rotverschoben eine zusätzliche „Pseudoabsorptionskomponente“ sichtbar (d. h. hier ist die Intensität der langwelligen Flanke des Linienprofils gegenüber der Referenzphase erniedrigt). Geschwindigkeitsgebiete dieser Emission und Absorption scheinen bei den UV–Linien klar voneinander getrennt. Diese Trennung verläuft bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten (C III $\lambda 1175.7$: $\sim +200\text{ km s}^{-1}$, C IV $\lambda 1548.2$: $\sim +400\text{ km s}^{-1}$, C III $\lambda 2296.9$: $\sim -400\text{ km s}^{-1}$). Vielfältige Gründe sind hierfür denkbar. Es ist einerseits möglich, daß dies nur ein Effekt der Normierung oder der gewählten Laborwellenlänge ist (durch Multiplettstrukturen der Übergänge ist eine exakte Wellenlänge nicht bestimmbar). Andererseits kann dies auch eine Ursache der räumlichen Struktur des linienemittierenden Gebietes sein. Wie oben geschildert, kann davon ausgegangen werden, daß der hoch angeregte Übergang C III $\lambda 2296.9$ in einem engeren Gebiet um den WR–Stern entsteht. Dies hat zur Folge, daß große Teile des rotverschobenen Windes durch den davorliegenden WR–Stern oder optisch dicke Teile des Windes verdeckt sind. Diese fehlen im Spektrum und führen dazu, daß die Spektrallinie blauverschoben erscheint. Für die weitausgedehnten Windzonen der Resonanzlinien ist dieser Effekt entsprechend kleiner. Auf den Differenzspektren kann man erkennen, daß die C III $\lambda 2296.9$ –Emission im Vergleich zu den Linien C III $\lambda 1175.7$ und C IV $\lambda 1548.2$ blauverschoben erscheint.

Prinzipiell zeigen auch die optischen Linien dieselben Differenzstrukturen. Sie sind jedoch weniger stark ausgebildet und der Übergang von Emission zu Absorption ist verwaschen. Da sich jedoch der

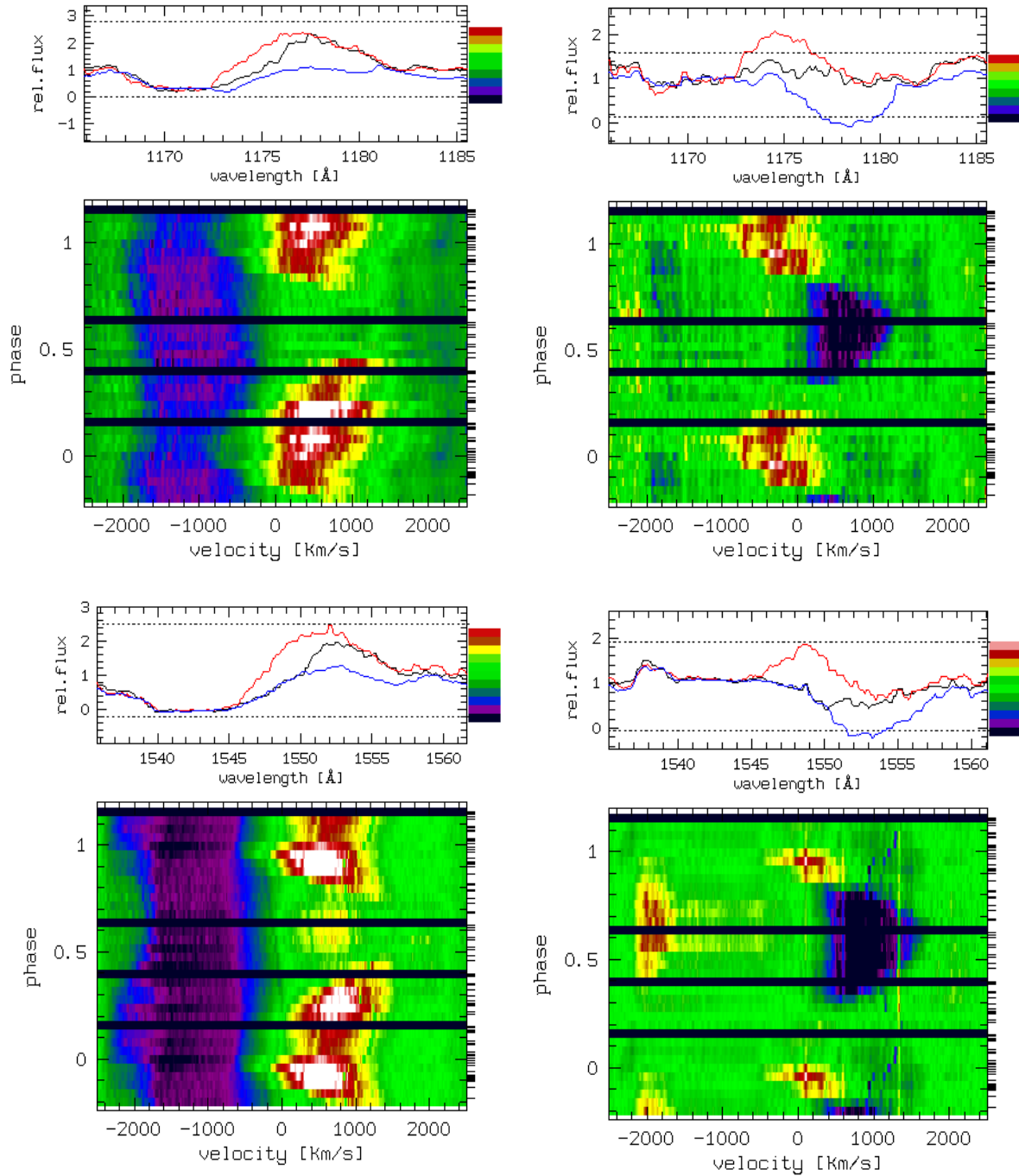


Abbildung 5.9: Dynamische Spektren (links) und die dazugehörigen Differenzspektren (rechts) zweier breiter Emissionslinien im Spektrum von γ^2 Vel. Oben die Emission der C III $\lambda 1175.7$ -Linie, darunter die C IV $\lambda 1548.2$ -Emission. Die Farbkodierung (über den eigentlichen dynamischen Spektren) ist mittels dreier charakteristischer Spektren erläutert. Es sind deutliche Profilvariationen im Zeitverlauf zu erkennen; die Differenzspektren zeigen großräumige Strukturen. Weitere allgemeine Angaben zu den Spektren finden sich bei Abbildung 5.8.

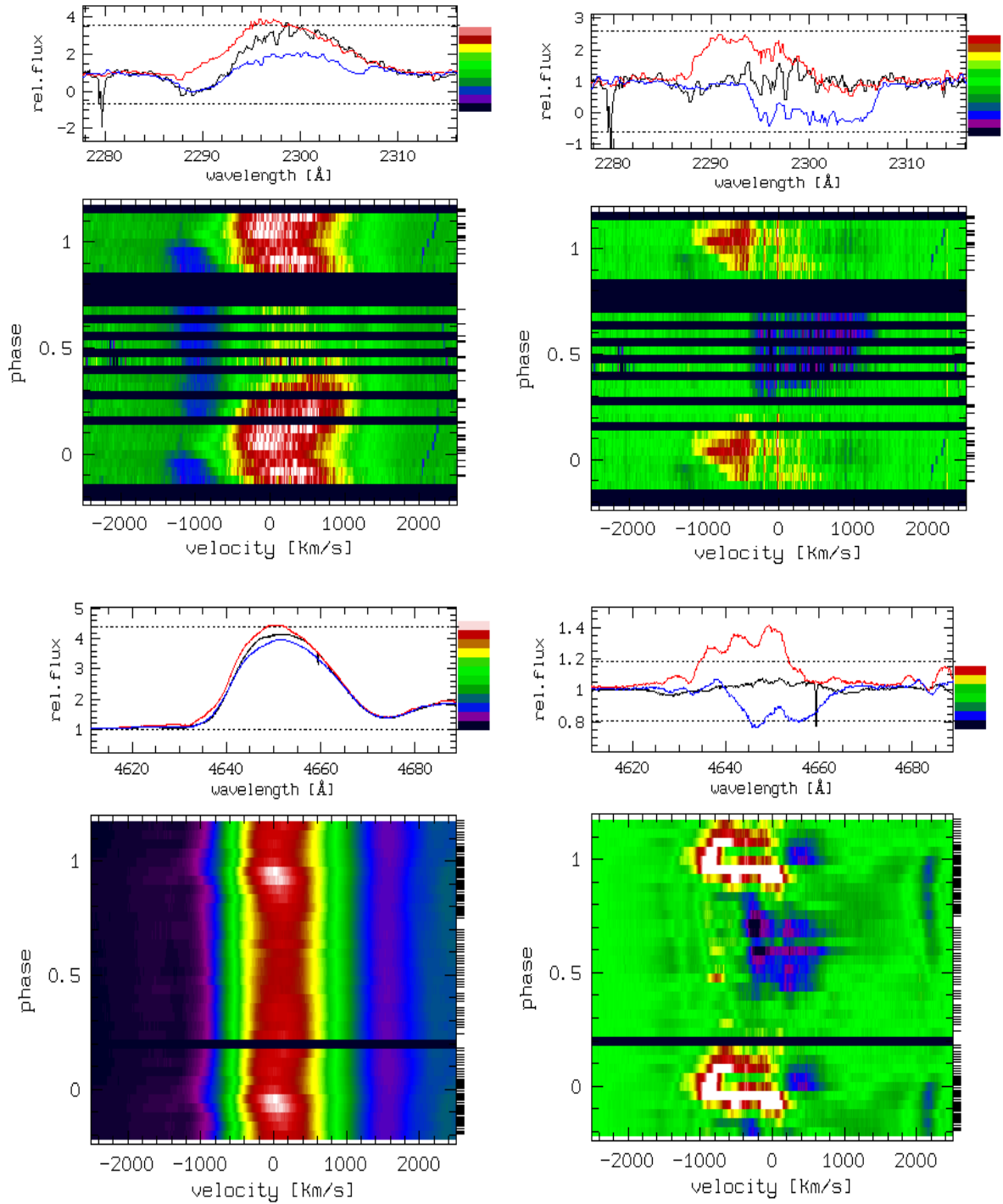


Abbildung 5.10: Dynamische Spektren (links) und die dazugehörigen Differenzspektren (rechts) zweier breiter Emissionslinien im Spektrum von γ^2 Vel. Oben die Emission der C III $\lambda 2296.9$ -Linie, darunter der optische C III/IV $\lambda 4650$ -Komplex. Auch im Optischen zeigen die Differenzspektren ähnliche Strukturen wie UV-Linien, allerdings sind die Effekte deutlich kleiner. Weitere allgemeine Angaben zu den Spektren finden sich in Abbildung 5.8 und 5.9.

Tabelle 5.4: Eingabeparameter für die Simulationen zur Windbedeckung nach Auer & Koenigsberger (1994)

projizierte Halbachse	$a \sin i$	$1.64 \cdot 10^8 \text{ km}^a$
Exzentrizität	e	0.326^a
Inklination	i	$65^\circ{}^a$
Periastronwinkel	ω_O	$248^\circ{}^a$
Referenzphase	ϕ_0	0.26
Leuchtkraftverhältnis	L_O/L_{WR}	$> 1^b$
Kernradius WR–Stern	R_{core}	$\geq 2 R_\odot{}^c$
Dopplergeschwindigkeit	v_{th}	$\sim 26.5 \text{ km s}^{-1}{}^d$

^a vgl. Kapitel 5.2

^b im UV und optischen Spektralbereich (siehe z. B. De Marco & Schmutz 1999)

^c Schaerer et al. (1997)

^d $v_{\text{th}} = \sqrt{2 k T_\star / \bar{m}}$ mit $\bar{m} = 4/3 m_u$ (Helium) und $T_\star = 56\,000 \text{ K}$ (De Marco et al. 2000)

Spektralverlauf im Optischen deutlich von dem im UV unterscheidet, die Differenzspektren aber recht ähnlich sind, ist die Annahme, daß es sich bei den Differenzstrukturen um denselben Mechanismus handelt, gerechtfertigt.

Vergleich mit theoretischen Windprofilen

Eine Analyse mittels des Programms von AK94 soll nun klären, inwieweit hier Windbedeckungseffekte beobachtet werden. Die Eingabeparameter für die folgenden Simulationen zeigt Tabelle 5.4.

Zusätzlich werden die obigen Ergebnisse der schmalen Emissionen verwendet, daß der WR–Wind innerhalb eines Radiuses $R \leq 140 R_\odot$ eine Geschwindigkeit von ca. $1\,400 \text{ km s}^{-1}$ erreicht hat und die (durchschnittliche) „Windendgeschwindigkeit“ $2\,000 \text{ km s}^{-1}$ beträgt. In die Simulationen geht weiterhin der nur ungenau bekannte Kernradius R_{core} des WR–Sterns und die (ebenfalls nur unzureichend bekannte) Windgeschwindigkeit v_{th} an der Oberfläche ein. Da diese Parameter letztlich keinen nennenswerten Einfluß auf die Simulationen haben, wird die Qualität dadurch nicht merklich beeinflusst.

Auf Grund von geometrischen Überlegungen können nun einige Einschränkungen für das linienemittierende Gebiet der breiten Spektrallinien gemacht werden:

- Auf den Differenzspektren sind zu allen Phasen Effekte (Absorption/Emission) sichtbar. Daraus folgt, daß das linienemittierende Gebiet mindestens die Größe des projizierten Abstandes WR–Stern – O–Stern zum Zeitpunkt der Referenzphase haben muß ($R \geq 280 R_\odot$, vgl. Abb. 5.7). Andernfalls gäbe es Phasen, zu denen keine Effekte sichtbar wären (siehe Abbildung 5.11).
- Wäre das linienemittierende Gebiet nur etwas größer als $R \geq 280 R_\odot$, wäre zur Referenzphase der Weg des O–Stern–Lichtes zum Beobachter im Wind nur kurz. Der O–Stern würde nur Windregionen beeinflussen, die eine kleine projizierte Geschwindigkeit besitzen. Zu den Zeiten, in denen sich der O–Stern hinter der WR–Komponente befindet ($\phi \sim 0.6$) würde der Weg des O–Stern–Lichtes einen großen Teil der projizierten Windgeschwindigkeiten durchlaufen und dort

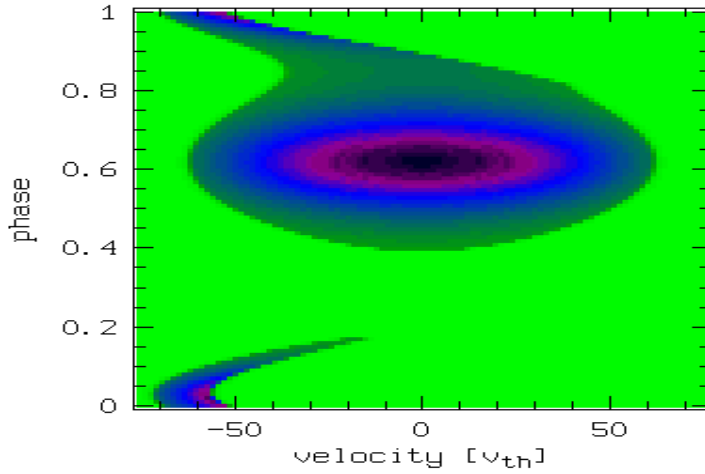


Abbildung 5.11: Simulation von Windbedeckungseffekten im System γ^2 Vel mit den Parametern aus Tabelle 5.4. Zusätzliche Absorption gegenüber der Referenzphase ist blau bis schwarz, zusätzliche Emission ist rot bis weiß markiert. Die Geschwindigkeiten sind in Dopplereinheiten angegeben. Wenn das linienemittierende Gebiet kleiner als $R = 280 R_\odot$ ist, sind nicht zu allen Phasen Effekte sichtbar. Hier wurde die Größe des linienemittierenden Gebietes auf $R = 250 R_\odot$ begrenzt.

geschwächt. Bildet man nun Differenzen zur Referenzphase, müßte sich ein Absorptionseffekt sowohl auf der kurzwelligen, als auch auf der langwelligen Seite im Spektrum ergeben (siehe Abb. 5.12). Beobachtbar sind jedoch nur Absorptionseffekte auf der langwelligen Seite.

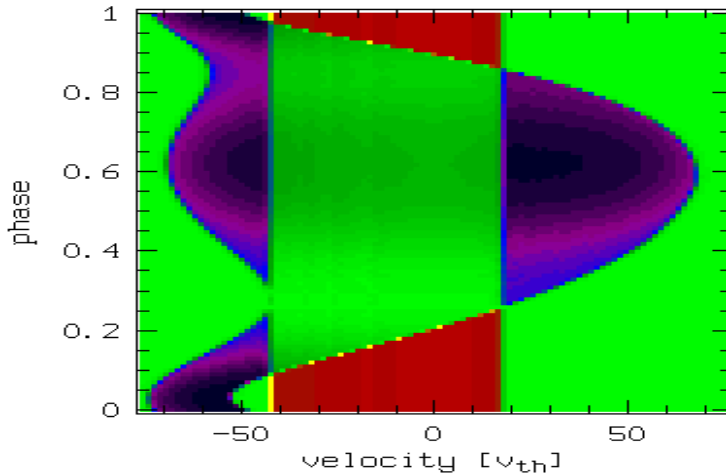


Abbildung 5.12: Wenn das linienemittierende Gebiet nur wenig größer als $R = 280 R_\odot$ ist, sind zu jeder Phase Absorptionseffekte beobachtbar. Hier wurde die Größe des linienemittierenden Gebietes auf $R = 340 R_\odot$ begrenzt. Weitere Angaben siehe Abb. 5.11.

- Die Absorptionen auf der kurzwelligen Seite sind dann verschwindend gering, wenn das Windgebiet möglichst weit ausgedehnt ist und der O-Stern komplett im Wind umläuft. Der Wind muß jedoch schon innerhalb des relativ kleinen Radiuses von $R = 140 R_\odot$ eine Geschwindigkeit von $\sim 55 v_{th}$ ($\approx 1400 \text{ km s}^{-1}$) erreichen. Für die Form der Absorptionen und Emissionen in den Differenzspektren spielt allerdings keine entscheidende Rolle, ob dies schon bei einem deutlich kleineren Radius geschieht. Ebenso ist von nur kleinem Einfluß, ob der Wind in den äußeren Regionen noch beschleunigt wird oder bereits seine „Endgeschwindigkeit“ erreicht hat. Eine gute Anpassung an die beobachteten Differenzspektren zeigt Abbildung 5.13. Dabei wurde das linienemittierende Gebiet mit $R = 900 R_\odot$ recht groß gewählt. Die Beschleunigungsphase des Windes ist jedoch bereits bei $R = 300 R_\odot$ abgeschlossen.

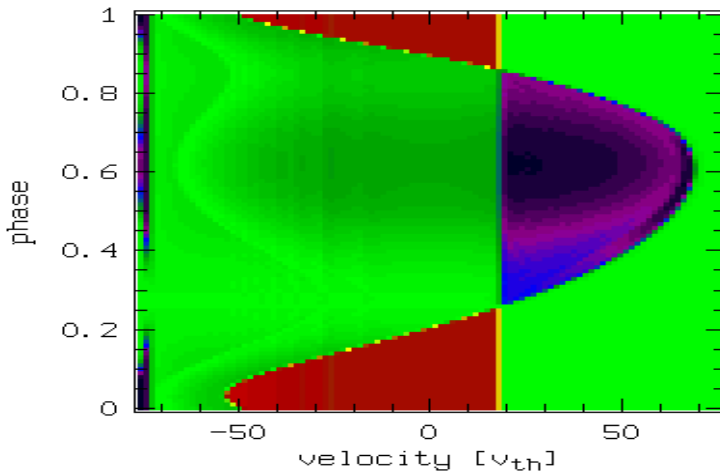


Abbildung 5.13: Wird das linienemittierende Gebiet sehr groß ($R = 900 R_\odot$), zeigen die theoretischen Differenzspektren denselben prinzipiellen Verlauf wie die Beobachtungen. Das Beispiel ist so gewählt, daß der Wind innerhalb von $R = 140 R_\odot$ eine Geschwindigkeit von $55 v_{th}$ erreicht und die Beschleunigung bei $R = 300 R_\odot$ abgeschlossen ist ($75.5 v_{th}$). Weitere Angaben siehe Abb. 5.11.

Das synthetische Spektrum von Abbildung 5.13 zeigt die prinzipiellen Merkmale der beobachteten Linien recht gut. Trotzdem sind einige Unterschiede zu erkennen: Auch bei einem groß gewählten Windgebiet bleiben bei den höchsten negativen Windgeschwindigkeiten schmale, aber starke Absorptionen sichtbar. Nur das Differenzspektrum von C III $\lambda 1175.7$ (Abb. 5.9, rechts oben) zeigt bei -2000 km s^{-1} solche Absorptionen. Diese sind jedoch sehr schwach. Allerdings sind diese, wie im theoretischen Spektrum zu den Phasen $\phi = 0.2$ bis 0.4 nicht erkennbar.

Insgesamt erscheint das Absorptionsgebiet (maximale Breite $\sim 50 v_{th}$) schmäler als das der Emission (max. $70 v_{th}$). Die beobachteten Spektren hingegen zeigen meist ein kleineres Emissionsgebiet. Allerdings ist dieses im Gegensatz zur Absorption variabel, so daß hier eventuell andere Effekte eine Rolle spielen. Zum Periastron ($\phi = 0.0$) stehen sich die beiden Komponenten am nächsten und vorhandene Wind-Wind-Wechselwirkungen wären hier am stärksten.

Es darf nicht unerwähnt bleiben, daß ein Windgesetz, das auf die Einschränkung verzichtet, innerhalb eines Radiuses von $R = 140 R_\odot$ eine Geschwindigkeit von $55 v_{th}$ zu erreichen und stattdessen linear bei $R = 400 R_\odot$ die „Windendgeschwindigkeit“ erreicht, eine noch bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen liefert. Insbesondere kann hier erreicht werden, daß das Emissionsgebiet deutlich schmäler erscheint. Allerdings erreicht ein solcher Wind bei einem Radius von $R = 140 R_\odot$ erst eine Geschwindigkeit von $26.5 v_{th}$ und kann demnach das Fehlen der Windbedeckungseffekte bei den schmalen Emissionen nicht erklären.

Erwartungsgemäß ändert die Verwendung eines β -Geschwindigkeitsgesetzes prinzipiell nichts am Verhalten der Differenzspektren. β -Werte im Bereich von 0 bis 20 (für strahlungsgetriebene Winde werden im allgemeinen Werte zwischen 0.5 und 2 genannt) liefern ein zu Abbildung 5.13 sehr ähnliches Bild. Der Wind wird innerhalb kurzer Distanzen auf hohe Geschwindigkeiten beschleunigt und erfüllt daher auch die geometrischen Einschränkungen der schmalen Emissionen. Allerdings bleibt zu berücksichtigen, daß selbst bei einem Gesetz mit $\beta = 2$ der Wind bereits bei einem Radius von $12 R_\odot$ die „Endgeschwindigkeit“ der schmalen Emissionen erreicht. Für die breiten Linien ist jedoch erforderlich, daß sich das linienemittierende Gebiet über mehrere hundert Sonnenradien ausdehnt. Im Hinblick auf die Natur der einzelnen Linien ist dies jedoch möglich; die schmalen Emissionen gehören allesamt zu hoch angeregten Zuständen von C III und C IV. Nur im dichten Strahlungsfeld nahe des WR-Sterns können diese hohen Zustände ausreichend bevölkert werden. Die breiten Emissionen bzw. P Cyg-Profile gehören alle-

samt zu Übergängen niedriger Niveaus (Grundniveau, erster oder zweiter angeregter Zustand) von C III oder C IV. Diese sind auch noch in großen Entfernungen zum Stern bevölkert. Ionisation und Anregung können in diesen Gebieten durch Stoß erfolgen.

Obwohl einige wichtige Aussagen zur Windstruktur mit Hilfe des Programms von AK94 möglich sind, muß die Frage der Beschleunigungsstruktur leider unbeantwortet bleiben. Letztlich können aus den Differenzspektren des Systems γ^2 Vel folgende Aussagen zur Windstruktur gemacht werden:

- Der Wind wird innerhalb eines Radiuses von $R \leq 140 R_{\odot}$ auf ca. $1\,400\text{ km s}^{-1}$ beschleunigt. Leider ist es nicht möglich, aus den Spektren abzuleiten, ob diese Geschwindigkeit bereits bei deutlich kleineren Radien erreicht wird. Die Annahme eines „üblichen“ β -Windgesetzes ($\beta = 0.5 \dots 2$) würde jedoch solch eine hohe Beschleunigung fordern.
- Das linienemittierende Gebiet der breiten Emissionen muß mehrere hundert Sonnenradien ausgedehnt sein. Der Wind erreicht dort Geschwindigkeiten bis ca. $2\,000\text{ km s}^{-1}$. Ob und wo die Beschleunigungszone des Windes endet, kann nicht entschieden werden. Auch hier ist das Ergebnis mit einem β -Windgesetz verträglich.
- Die verschiedenen Ionisationsstufen des Kohlenstoffes erscheinen nicht getrennt im Wind. Auch in großen Entfernungen zum Stern tritt noch Emission des hochionisierten C IV auf.

Prinzipiell ist mittels des Programms von AK94 auch eine Abschätzung der Windopazitäten in einzelnen Linien möglich. Eine Variation der Opazität ändert die Stärke der Windbedeckungseffekte. Die großräumige Struktur der Effekte und damit die Form der dynamischen Differenzspektren wird dadurch aber nicht beeinflusst (es ist allerdings möglich, die Opazitäten so klein zu wählen, daß keine Effekte mehr beobachtbar sind). Leider läßt die Analyse der Windbedeckungseffekte bei γ^2 Vel eine solche Opazitätsbestimmung nicht zu. Da speziell die Beschleunigungsstruktur des Windes nicht geklärt werden konnte, diese jedoch sehr empfindlich die Opazitäten beeinflusst, ist eine zuverlässige Abschätzung nicht möglich.

5.4 Diskussion

Tabelle 5.5 zeigt die physikalischen Parameter des Systems γ^2 Vel und in Tabelle 5.6 werden die ermittelten Bahnelemente mit denen vorheriger Bestimmungen verglichen. Für die meisten Parameter sind die Resultate konsistent mit den früheren Analysen. Allerdings erlaubte die hohe Qualität der Spektren und die exzellente Überdeckung der Bahnperiode, die Fehler zu minimieren. Kontrovers ist jedoch der Wert für die Geschwindigkeitsamplitude des O-Sterns. Es konnte allerdings gezeigt werden, woher die Diskrepanz in der Bestimmung der Geschwindigkeitsamplitude herrührt. In Abschnitt 5.2.3 wurde demonstriert, daß eine direkte Vermessung der Absorptionslinien ohne Korrektur des Einflusses der WR-Emission zu Amplituden führt, die den Werten bei Niemela & Sahade (1980) und Moffat et al. (1986) entsprechen. Mit einer solchen Korrektur wurde ein Wert der Geschwindigkeitsamplitude bestimmt, der mit denen von Ganesh & Bappu (1967) und Pike et al. (1983) übereinstimmt. Allerdings wird in diesen Veröffentlichungen nicht erwähnt, ob dort eine solche Korrektur stattfand. Aus diesem Grund kann diese Übereinstimmung eventuell zufällig sein.

Im Abschnitt 5.2.5 wurde ein Phasenversatz der C III/IV $\lambda 4650$ -Emission beschrieben. Die gegebene Erklärung ist jedoch im Hinblick auf einen möglicherweise systematischen Einfluß auf die Genauigkeit

Tabelle 5.5: Physikalische Parameter des Systems γ^2 Velorum

P	[Tage]	78.53	± 0.01
e		0.326	± 0.01
γ	[km s $^{-1}$]	7	± 23
T_0	[JD 2 400 000.5+]	50 120.5	± 2
ω_{WR}	[deg]	68	± 4
$\omega_{\text{O}} = \omega_{\text{WR}} + 180^\circ$	[deg]	248	
K_{WR}	[km s $^{-1}$]	122	± 2
K_{O}	[km s $^{-1}$]	38.4	± 2
$q = \mathfrak{M}_{\text{WR}}/\mathfrak{M}_{\text{O}}$		0.31	± 0.017
$a_{\text{WR}} \sin i$	[10 6 km]	125	± 2
$a_{\text{O}} \sin i$	[10 6 km]	39	± 2
$(\mathfrak{M}_{\text{WR}} + \mathfrak{M}_{\text{O}}) \sin^3 i$	[\mathfrak{M}_{\odot}]	28.4	± 1.6
$\mathfrak{M}_{\text{WR}} \sin^3 i$	[\mathfrak{M}_{\odot}]	6.8	± 0.6
$\mathfrak{M}_{\text{O}} \sin^3 i$	[\mathfrak{M}_{\odot}]	21.6	± 1.1
i	[deg]	65	± 8
\mathfrak{M}_{WR}	[\mathfrak{M}_{\odot}]	9	$+2.5 -1.2$
\mathfrak{M}_{O}	[\mathfrak{M}_{\odot}]	29	$+8 -5$

der Bahnelemente etwas beunruhigend. Wenn das scheinbare Periastrondatum durch zusätzliche Emission aus einer Region, die nicht zum WR-Stern gehört, gestört werden kann, ist dies vielleicht auch für die Exzentrizität und die Geschwindigkeitsamplitude möglich. Unter dem Aspekt, daß eine zusätzliche Emission die Radialgeschwindigkeiten stört, überrascht allerdings, daß alle anderen Bahnelemente der C III/IV $\lambda 4650$ -Emission in nahezu perfekter Übereinstimmung mit den anderen Linien stehen. Einziger Hinweis auf den hypothetischen Einfluß scheint ein Phasenversatz zu sein.

Die Beobachtungen beinhalten weitere ungeklärte Effekte, die die Bahnlösung beeinflussen könnten. So wurde ein unregelmäßiges Verhalten einiger (aber nicht aller!) Linien während der Beobachtungen im Jahre 1995 registriert. Der extremste Fall unter diesen Linien wurde bei der C IV $\lambda 4786$ -Emission beobachtet. Abbildung 5.14 zeigt die Radialgeschwindigkeiten dieser Linie. Während die Beobachtungen aus dem Jahre 1996 (markiert mit \ast) einen glatten Verlauf zeigen, sind die Geschwindigkeiten aus dem Jahr 1995 (\diamond) hochgradig gestört. Auch für die C IV $\lambda 4441$ -Emission zeigt sich eine –wenn auch weniger extreme, so doch signifikante– Abweichung der Daten aus dem Jahre 1995. Alle anderen Linien aus Tabelle 5.1 zeigen allerdings keine Störungen. Ihre Daten aus dem Jahr 1995 stehen in perfekter Übereinstimmung mit den Beobachtungen im Folgejahr. Sie liefern gleiche Bahnelemente bei gleichem Fehler.

Trotz dieser Beobachtungen wurden für alle Linien einheitliche Bahnelemente (außer Periastrondatum und -winkel) gefunden. Das Hauptresultat der Untersuchung, die Geschwindigkeitshalbamplitude K scheint von diesem Effekt nicht betroffen zu sein. Trotzdem ist nicht auszuschließen, daß die systematischen Fehler größer sein könnten als die in Tabelle 5.6 angegebenen Unsicherheiten. Leider fehlen jedoch Durchschnittswerte, um diese Vorsicht zu quantifizieren.

Durch die große Differenz (beinahe ein Faktor 2) in der Geschwindigkeitsamplitude des O-Sterns gegenüber früheren Bestimmungen von Niemela & Sahade (1980) und Moffat et al. (1986) wurde ei-

Tabelle 5.6: Vergleich der Bahnelemente von γ^2 Vel in der Literatur mit den Resultaten dieser Arbeit.

Parameter	GB67	NS80	PSW83	MVP86	SL90	diese Arbeit
P [Tage]	78.5	78.515 ^a	78.52	78.53 ± 0.01
γ [km s ⁻¹]	-18.0	12	5.7	...	-11	7 ± 23
e	0.17	0.40	0.35	0.33 ^b	0.53	0.326 ± 0.01
ω_O [deg]	267	256	285	249	221	248 ± 4
T_0 JD 2,400,000.5+	39,127.75	32,846.3	35,203.5	45802.4	43597.0	50,120 ± 2
K_{WR} [km s ⁻¹]	154	130	115	130	119	122 ± 2
K_O [km s ⁻¹]	43	70	41	83 ^b	41	38.4 ± 2

^a NS80 geben 78.5002 Tage an. Der Eintrag ist um einen Rechenfehler korrigiert.

^b für ihre endgültige Lösung nahmen MVPLB86 $e = 0.4$ und $K = 70$ km s⁻¹ von NS80 an.

GB67: Ganesh & Bappu (1967)

NS80: Niemela & Sahade (1980)

PSW83: Pike et al. (1983)

MVP86: Moffat et al. (1986)

SL90: Stickland & Lloyd (1990)

ne deutlich geringere Masse für den Wolf-Rayet-Stern ermittelt. Zuvor wurde die Masse der WR-Komponenten mit $\mathfrak{M}_{WR} \approx 20 \mathfrak{M}_{\odot}$ angegeben. Mit einer solchen Masse hätte der Wolf-Rayet-Stern eine Leuchtkraft von $\log L/L_{\odot} = 5.7$ (Masse-Leuchtkraft-Beziehung von Smith et al. 1994a). Dies ist eine um den Faktor 10 erhöhte Leuchtkraft gegenüber der spektroskopischen Analyse von Schaerer et al. (1997) ($\log L/L_{\odot} \sim 4.7 - 4.8$) und eine um den Faktor 5 erhöhte Leuchtkraft gegenüber der Untersuchung von De Marco et al. (2000) ($\log L/L_{\odot} = 5.01$). Die niedrigeren Leuchtkräfte dieser beiden Untersuchungen liefern hingegen Massen von $\mathfrak{M}_{WR} = 5 \pm 1.5 \mathfrak{M}_{\odot}$ bzw. $\mathfrak{M}_{WR} = 7 \mathfrak{M}_{\odot}$, die in deut-

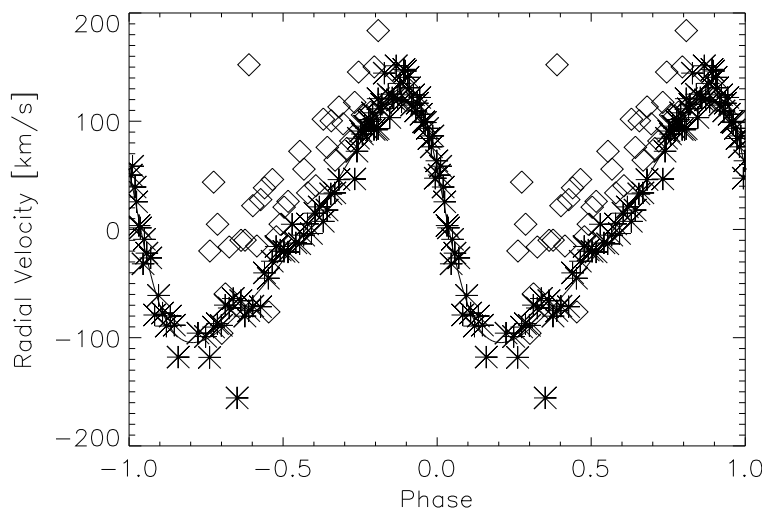


Abbildung 5.14: Phasendiagramm der Radialgeschwindigkeiten von C IV $\lambda 4786$. Sterne (*) markieren die Beobachtungen aus dem Jahr 1996, Rauten (◇) Werte aus dem Jahr 1995. Die Bahnkurve (durchgezogene Linie) wurde nur mit den Geschwindigkeiten des Jahres 1996 ermittelt.

lich besserer Übereinstimmung mit dem aus der Bahnanalyse ermittelten Wert von $\mathfrak{M}_{\text{WR}} = 9_{-1.2}^{+2.5} \mathfrak{M}_{\odot}$ stehen. Die verbleibende Diskrepanz ist akzeptabel, wenn man bedenkt, daß Leuchtkräfte, die mittels Masse bestimmt werden, systematisch um einen Faktor 2 höher liegen als entsprechende Leuchtkräfte, die aus spektroskopischen Analysen folgen (Howarth & Schmutz 1992).

Leider beinhaltet die Bestimmung der Inklination in dieser Untersuchung sowohl Ergebnisse aus der spektroskopischen Untersuchung als auch aus Sternentwicklungsrechnungen. Es wäre wünschenswert, wenn die fundamentalen Sternparameter dazu benutzt werden könnten, diese Entwicklungsrechnungen zu testen. Es bleibt zu hoffen, daß in der Zukunft genügend genaue Polarisationsbeobachtungen verfügbar sind, die den Inklinationswert bestätigen. Schätzungsweise werden hierfür polarimetrische Daten mit etwa fünffacher Genauigkeit benötigt. Es bleibt allerdings die Frage offen, ob eine eventuelle intrinsische Variabilität der Polarisation ein Ergebnis mit solcher Genauigkeit verhindert.

Mittels des Analyseverfahrens von AK94 konnten Windbedeckungseffekte in den Spektren von γ^2 Vel nachgewiesen werden. Für Linien im ultravioletten Spektralbereich wurden solche Effekte schon bei St-Louis et al. (1993) beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß prinzipiell auch im optischen solche Effekte vorhanden sind. Zum ersten Mal gelang eine Abschätzung der räumlichen Windstruktur alleine auf Grund geometrischen Betrachtungen. Es konnte gezeigt werden, daß die hochangeregten Spektrallinien in einem deutlich kleineren Windgebiet nahe des WR-Sterns entstehen, und daß das Entstehungsgebiet der Resonanzlinien und der niedrig angeregten Zustände komplett den O-Stern Orbit einhüllt. Es zeigten sich aber auch die Grenzen dieses Analyseverfahrens. Abschätzungen der Opazität waren nicht möglich, ebenso bleibt die genaue Beschleunigungsstruktur des Windes ungeklärt. Unerläßlich sind diese Ergebnisse jedoch im Hinblick auf die Analysen von Wind-Wind-Wechselwirkungen in diesem System. Profilvariationen, die auf Grund von Windbedeckungseffekten entstehen, konnten erkannt und quantifiziert werden. Dies ermöglicht nun eine Trennung der beiden Effekte und somit eine isolierte Betrachtung der Wind-Wechselwirkungen.

Kapitel 6

HD 5980

Das außergewöhnliche System HD 5980 wurde mit FEROS ausgiebig spektroskopiert. So liegen inzwischen 33 Spektren vor, von denen 17 nahezu kontinuierlich einen kompletten Bahnumlauf abdecken. In einer ersten Analyse werden die Spektren auf periodische Variationen und Profilvariationen während eines Bahnumlaufs untersucht. Hier ergeben sich deutliche Hinweise auf starke Wind-Wind-Wechselwirkungen. Die wenig variablen Linien werden im Anschluß dazu verwendet, die Bahnparameter des Systems abzuleiten.

6.1 Einleitung

HD 5980 ist eines der hellsten Objekte in der Kleinen Magellanschen Wolke (*engl. Small Magellanic Cloud, SMC*). Es liegt am Rande des jungen, massereichen Sternhaufens NGC 346. Das exzentrische, bedeckungsveränderliche System mit zwei beobachtbaren Bedeckungen (Periode $P = 19.26$ Tage) durchlief während der letzten Jahre bemerkenswerte Veränderungen, sowohl in der visuellen Leuchtkraft als auch in der spektralen Charakteristik. Höhepunkt dieser Entwicklung war ein eruptives, LBV-ähnliches Ereignis im Jahre 1994, infolgedessen HD 5980 für Wochen das hellste Objekt der SMC war. Die außergewöhnliche Entwicklung der visuellen Helligkeit dieses Objekts in den Jahren 1987 bis 1997 zeigt Abbildung 6.1, die auf visuellen Helligkeitsschätzungen von A. Jones beruht (Jones & Sterken 1997).

Frühere Untersuchungen des Systems (z.B. Breysacher et al. 1982) ermittelten eine scheinbare Helligkeit von $V \simeq 11.7$ mag. In dieser Untersuchung wurden auch die Spektraltypen der beiden Sterne zu $WN 4 + O 7 I$ bestimmt. Eine überraschende Spektralanalyse lieferte Niemela (1988), als sie auf Spektren aus den Jahren 1981 bis 1983 für beide Sterne des Systems einen Wolf-Rayet-Typ der Stickstoffklasse ermittelte ($WN 4.5 + WN 3$). Beobachtbare Absorptionen in den Spektren schienen sich nicht zu bewegen, so daß Niemela (1988) einen OB-Überriesen in der Sichtlinie als 3. Komponente des Systems vorschlug. Eine neuere Analyse derselben Daten bestätigte diese Klassifikation (Niemela et al. 1997). Auch eine Analyse der Lichtkurve (Breysacher & Perrier 1991) legt den Schluß nahe, daß sich in der Sichtlinie eine dritte unaufgelöste Lichtquelle befindet.

Bis zum Jahr 1990 wurde das Spektrum von HD 5980 kühler und entwickelte sich von einem frühen WN-Typ zu einem späteren Typ WN 6 (Koenigsberger et al. 1994). Die Helligkeit stieg leicht auf

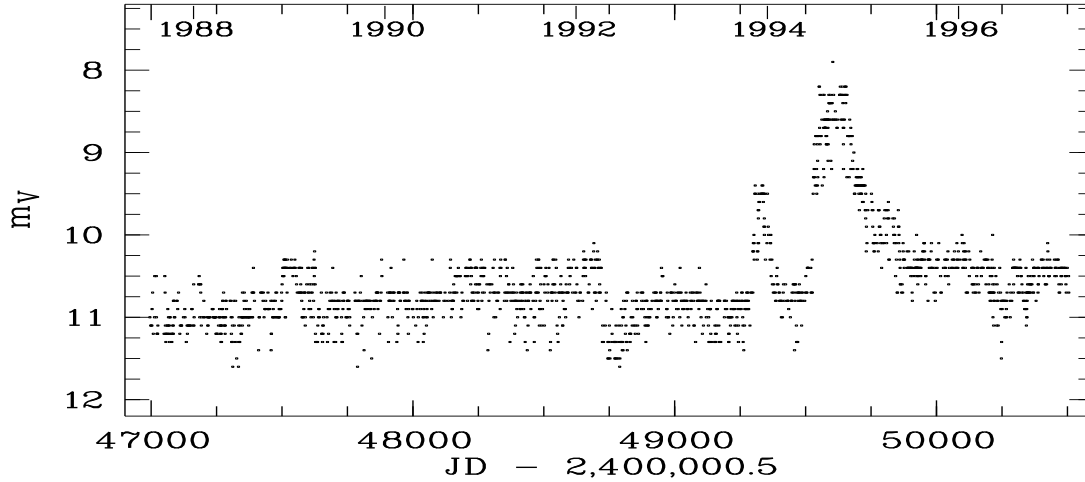


Abbildung 6.1: Visuelle Helligkeitsschätzungen von HD 5980 aus den Jahren 1987 bis 1997 von A. Jones (Jones & Sterken 1997). Die raschen Helligkeitsanstiege im November 1993 und Mitte 1994 sind deutlich zu erkennen.

$V \simeq 11.0$ mag an (Jones & Sterken 1997). Im November 1993 wurde der Stern um ca. eine Größenklasse heller und sein Spektrum änderte sich nach WN 8 (Barbá & Niemela 1995). Nur zwei Monate später kehrte das Spektrum zum Typ WN 6 zurück. In der Mitte des Jahres 1994 fand schließlich die spektakulärste Veränderung statt: HD 5980 zeigte ein LBV-ähnliches Spektrum (Heydari-Malayeri et al. 1997, Barbá et al. 1995, Koenigsberger et al. 1995), begleitet von einem Helligkeitsanstieg um etwa drei Magnituden. HD 5980 war zum hellsten Stern der SMC geworden. Sein Spektrum ähnelte dem des Sterns P Cygni (B 1 Ia) (Stahl et al. 1993) bzw. dem der galaktischen LBVs He3-519 bzw. AG Car (klassifiziert als WN 11, siehe Smith et al. 1994b). Auffällig war dabei jedoch, daß HD 5980 im Maximum ein Spektrum zeigte, das dem Spektrum von AG Car im Minimum entsprach. Radialgeschwindigkeitsvariationen wurden zu diesem Zeitpunkt nicht gemessen. Man nahm an, daß durch den Ausbruch ausgeworfenes Material eine „Pseudo-Photosphäre“ gebildet hat, die das System komplett einhüllt. Nach dem Ausbruch sank die Helligkeit erst schnell, dann langsamer wieder zu $V \simeq 10.8$ mag, und das Spektrum zeigte nun wieder ein WN 6 Aussehen. Bis heute verharrt HD 5980 in diesem Zustand.

Wie bereits erwähnt, sind die genauen Spektraltypen beider Komponenten des Systems und ihre Veränderungen bis heute ungeklärt. Deshalb liegt auch keine zuverlässige spektroskopische Bahnanalyse vor. Ist das Spektrum heutzutage dominiert von nur einer Komponente, widersprechen sich die Analysen von Beobachtungen vor den Ausbrüchen (WN 4 + O 7 I bei Breysacher et al. 1982; WN 4.5 + WN 3 bei Niemela 1988). Aus diesem Grund werden die Komponenten des Systems nach einer Konvention von Barbá et al. (1997) mit „A“ und „B“ bezeichnet. Dabei befindet sich Komponente A zur ersten Bedeckung (Phase $\phi = 0.0^1$) vor seinem Begleiter, zur zweiten Bedeckung ($\phi = 0.36$) steht Komponente B vor Komponente A.

Untersuchungen der Windstruktur des Systems (Koenigsberger et al. 1998a) zeigten, daß diese aus einer im Zeitverlauf stabilen Komponente (maximal meßbare Windgeschwindigkeit: $-1\,700\text{ km s}^{-1}$) und einem variablen Teil (-500 bis $-3\,000\text{ km s}^{-1}$) besteht. Dies legt den Schluß nahe, daß für den Ausbruch des Systems nur eine Komponente verantwortlich war. Mehrere voneinander unabhängige Methoden

¹ Alle Phasenbeziehungen für HD 5980 im Rahmen dieser Arbeit orientieren sich, wenn nicht anders vermerkt, am ersten Minimum der Lichtkurve.

(z. B. Analyse von Profiländerungen der Lichtkurvenminima oder Untersuchung der Häufigkeiten von Wasserstoff und Helium) kommen zum Ergebnis, daß im System HD 5980 Stern A den LBV-ähnlichen Ausbruch gezeigt hat.

6.2 Analyse der Profilvariationen

HD 5980 hat in den letzten Jahren bemerkenswerte Veränderungen durchlaufen. Mit dem neuen Datensatz von FEROS-Spektren liegen nun umfangreiche Beobachtungen vor, die allesamt ca. fünf Jahre nach dem spektakulären LBV-ähnlichen Ausbruch durchgeführt wurden.

Ein aktuelles Spektrum von HD 5980 im optischen Bereich zeigt Anhang B.3. Es handelt sich hierbei um ein Spektrum, das aus allen Beobachtungen der Kampagne von Juli/August 1999 gemittelt wurde. Zuvor wurden alle Beobachtungen mit den im Kapitel 6.3 ermittelten Bahnparametern ins WR-Ruhsystem transformiert. HD 5980 zeigt heute dieselbe spektrale Charakteristik wie auf Aufnahmen von September 1993, gewonnen vor den beiden Ausbrüchen (vgl. Heydari-Malayeri et al. 1997, Abbildung 2). Damals wurde das Spektrum als WN 6 klassifiziert.

6.2.1 Zyklus-zu-Zyklus-Variationen

Durch die bedeckungsveränderliche Natur des Systems ist seine Periode sehr genau bekannt. Die neueste Untersuchung stammt von Sterken & Breysacher (1997). Die Autoren ermitteln auf Grund der umfangreichen photometrischen Untersuchungen der letzten 20 Jahre eine Periode von 19.2654 Tagen. Mit Hilfe dieser Größe kann in den Spektren nach Zyklus-zu-Zyklus-Variationen gesucht werden.

Abbildung 6.2 zeigt jeweils zwei Spektren starker Linien bei gleicher Phasenlage, aufgenommen jedoch zu unterschiedlichen Perioden. Zwischen den Aufnahmen liegen Zeiträume von einem bis 15 Bahnumläufen.

Die Abbildung zeigt, daß Zyklus-zu-Zyklus-Variationen zu allen Phasen beobachtbar sind. Trotzdem ergibt sich ein differenziertes Bild. So gibt es auf der einen Seite Variationen, wie z. B. den erhöhten Fluß bei He II $\lambda 5411.5$ (Abbildung 6.2, oben rechts), der gleichzeitig auch in anderen Linien beobachtbar ist. Andererseits sind jedoch auch Variationen zu erkennen, die nur in einzelnen Linien bemerkbar sind (z. B. ist die Variation von He I $\lambda 5875.6$ bei He II $\lambda 4685.7$ und He II $\lambda 5411.5$ nicht zu erkennen). Dies sind starke Hinweise darauf, daß die Winde im System HD 5980 nicht stationär sind. Dies erschwert die Analyse von Spektren, die zu unterschiedlichen Zeiten, aber gleichen Phasen beobachtet wurden. Schon innerhalb nur eines Umlaufes kann sich das Linienprofil merklich verändern (siehe Abbildung 6.2, oben rechts).

6.2.2 Profilvariationen während eines Bahnumlaufes

Phasenabhängige Linienprofilvariationen bei HD 5980 wurden schon von mehreren Autoren beschrieben. So betrachten z. B. Breysacher et al. (1982) und Moffat et al. (1998) Variationen der He II $\lambda 4685.7$ -Emission, Moffat et al. (1989) und Koenigsberger et al. (1994) beschreiben phasenabhängige Variationen starker UV-Linien.

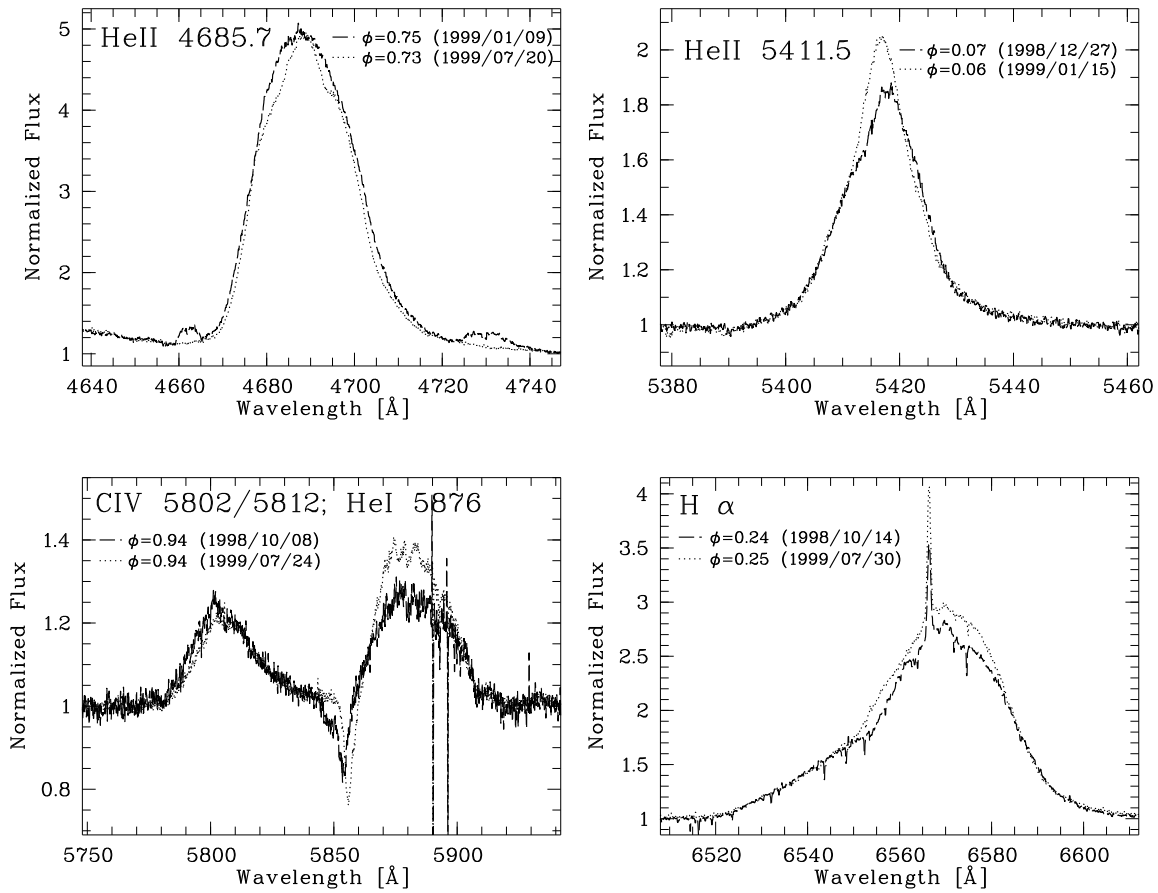


Abbildung 6.2: Zyklus-zu-Zyklus-Variationen in den Spektren von HD 5980. Die Spektren von He II $\lambda 4685.7$ (**oben links**), He II $\lambda 5411.5$ (**oben rechts**), He I $\lambda 5875.6$ (**unten links**) und H α (**unten rechts**) zeigen unterschiedliche Profilverläufe, obwohl jeweils beide Spektren etwa zur gleichen Phasenlage beobachtet wurden. Die Emissionen auf der kurz- und langwelligen Flanke des Spektrums vom 09.01.1999 bei He II $\lambda 4685.7$ (oben links) sind Fehler auf dem noch nicht optimierten CCD-Chip von FEROS.

Abbildung 6.3 zeigt dynamische Spektren der Beobachtungen Juli/August 1999 von sechs verschiedenen Linien. Die Spektren sind dabei nach aufsteigendem Datum, nicht nach Phase sortiert. Die beiden Lichtkurvenminima liegen bei MJD 51 384.5 ($\phi = 0.0$) und MJD 51 391.5 ($\phi = 0.36$), Periastrondurchgang (vgl. Kapitel 6.3.2) ist zur Zeit MJD 51 385.6. Schon ein erster Blick zeigt deutliche Unterschiede im zeitlichen Verhalten der Linienprofile.

Die Linien He II $\lambda 4685.7$ (oben rechts); He II $\lambda 5411.5$ (Mitte links); CIV $\lambda\lambda 5801.5$; 5812.1, He I $\lambda 5875.6$ (Mitte rechts) und H α (unten links) zeigen starke Profilvariationen im Zeitverlauf. Besonders auffällig ist die ähnliche Struktur dieser Linien: zu den Zeitpunkten MJD 51 374.0 ($\phi \sim 0.45$), MJD 51 385.5 ($\phi \sim 0.05$) und MJD 51 393.5 ($\phi \sim 0.45$) erscheinen die Linien stärker, während gleichzeitig die Breite der Emissionen abnimmt. Es sei vermerkt, daß diese Zeitpunkte nur kurz nach den Konjunktionen erfolgen. Eine offensichtliche Bahnbewegung ist nicht zu erkennen. Hier müssen folglich ganz andere Effekte eine Rolle spielen.

Als Beispiel zeigt Abbildung 6.4 nochmals die drastischen Linienprofilvariationen der He II $\lambda 4685.7$

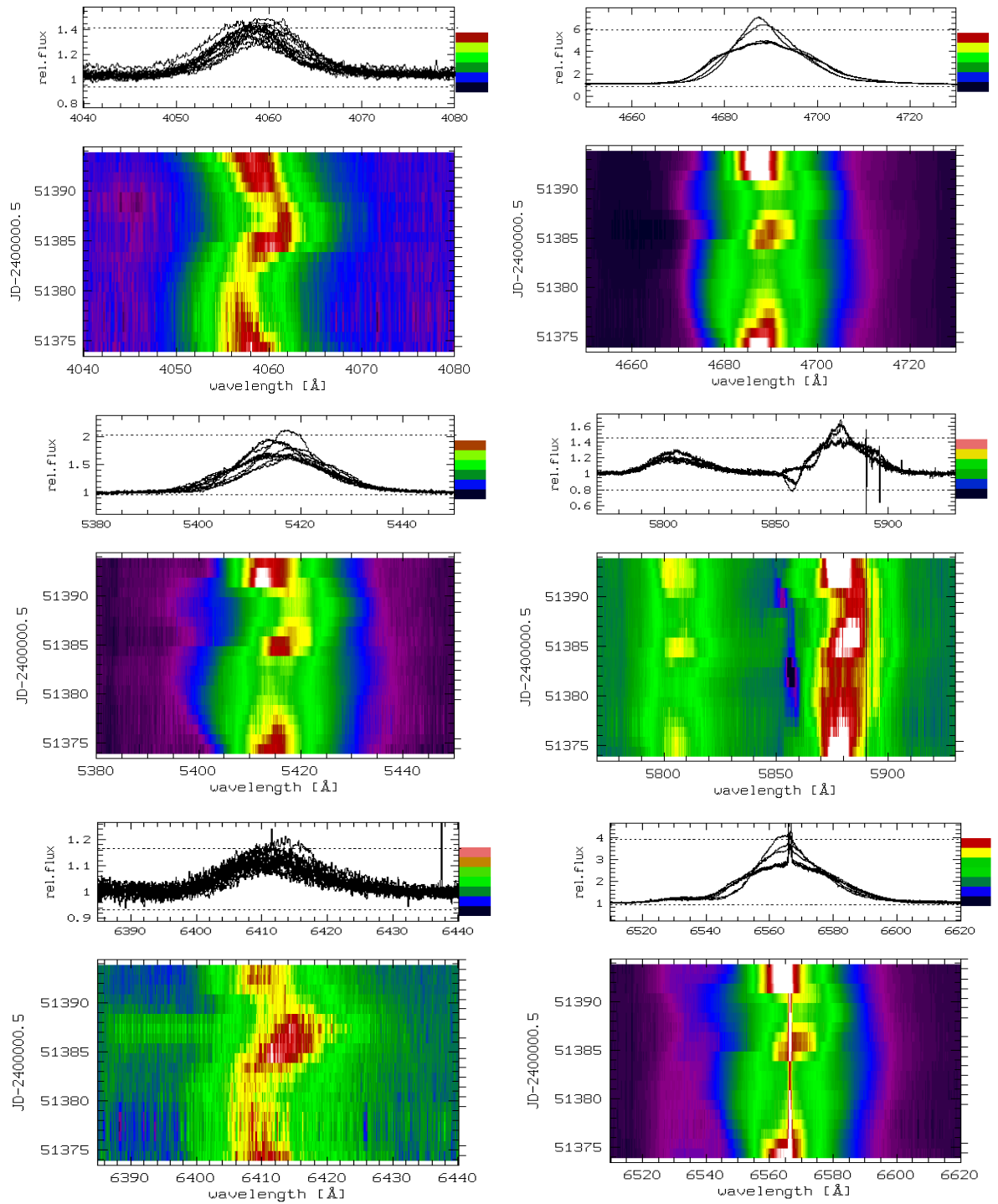


Abbildung 6.3: Dynamische Spektren einiger charakteristischer Linien im System HD 5980. **Oben links:** N IV $\lambda 4057.8$; **oben rechts:** He II $\lambda 4685.7$; **Mitte links:** He II $\lambda 5411.5$; **Mitte rechts:** C IV $\lambda\lambda 5801.5, 5812.1$, He I $\lambda 5875.6$; **unten links:** He II $\lambda 6406.3$; **unten rechts:** H α . Es sind nur die Spektren der Beobachtungskampagne Juli/August 1999 dargestellt. Der Periastrondurchgang erfolgt zum Zeitpunkt MJD 51 385.6, die Bedeckungen finden zu den Zeiten MJD 51 384.5 ($\phi = 0.0$) und MJD 51 391.5 ($\phi = 0.36$) statt.

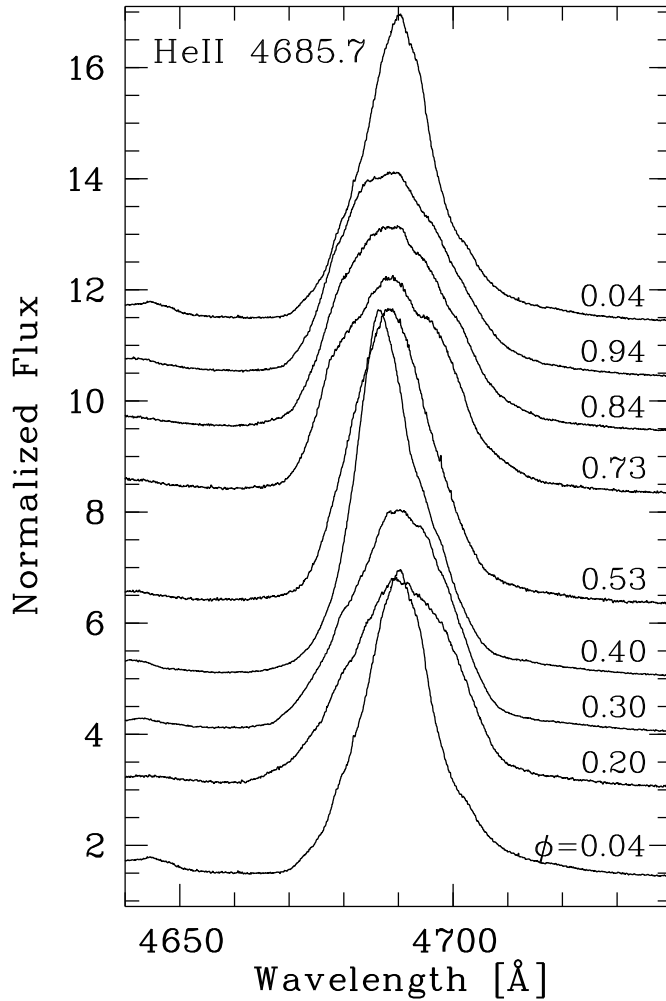


Abbildung 6.4: Änderung des Linienprofils der He II $\lambda 4685.7$ -Emission während eines Bahnumlaufs. Aufgetragen sind einige charakteristische Spektren der Beobachtungsserie von Juli/August 1999, sortiert nach aufsteigender Phase. Zur übersichtlicheren Darstellung wurden bei allen Spektren der zehnfache Betrag ihrer Phase addiert. Deutlich ist die Veränderung des Linienprofils kurz nach den Zeiten der Konjunktionen ($\phi = 0.0$ und 0.36) zu erkennen.

Emission im Zeitverlauf. Zur Quantifizierung dieser Variation wurden einfache Gaußprofile an die Emission angelegt, mit denen die Breite (FWHM) der Profile bestimmt wurde. Dies war in vielen Fällen nicht sehr exakt möglich, lieferte aber trotzdem eine brauchbare Abschätzung dieses Effektes. Abbildung 6.5 zeigt die Breiten aller HD 5980-Spektren im Phasenverlauf. Kurz nach den beiden Bedeckungen ($\phi = 0.0$ und 0.36) sind die Linienbreiten signifikant kleiner. Dieses Verhalten wurde auch schon in der Vergangenheit vor dem LBV-ähnlichen Ausbruch beobachtet. So berichten sowohl Breysacher et al. (1982) (Spektren aus dem Zeitraum 1975 bis 1978) als auch Moffat et al. (1998) (Spektren aus den Jahren 1991 und 1992) über diese FWHM-Variation. Auffällig ist jedoch, daß der Effekt im Zeitverlauf kleiner wurde. Variierte bei Breysacher et al. (1982) die Emissionsbreite noch zwischen 16 und 39 Å, wurde bei Moffat et al. (1998) nur noch eine Variation zwischen 14 und 28 Å gemessen. Heute liegen die Schwankungen nur noch zwischen 14 und 24 Å. Moffat et al. (1998) analysierten ebenso Daten, die während des ersten, schwächeren Ausbruches von HD 5980 im November/Dezember 1993 gewonnen wurden. Auch hier zeigte sich der Effekt, dieser war jedoch deutlich abgeschwächt (Variation zwischen 14 und 19 Å).

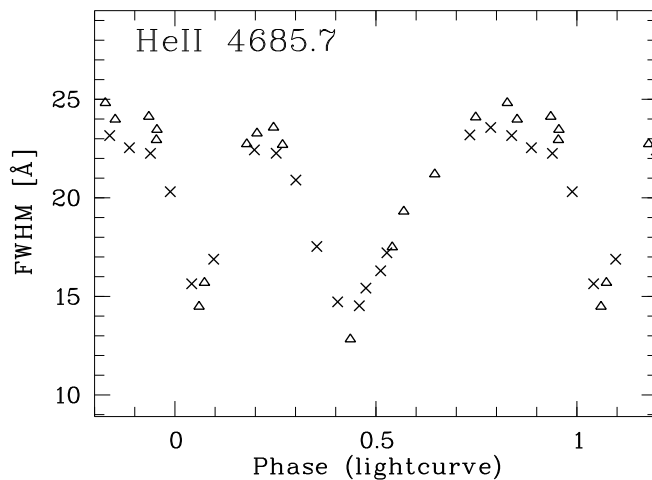


Abbildung 6.5: Änderung der Linienbreite (FWHM) der He II $\lambda 4685.7$ Emission in Abhängigkeit der Lichtkurvenphase. Gemessene Daten von Oktober 1998 bis Januar 1999 sind mit Dreiecken (Δ) markiert, Kreuze (\times) beschreiben Beobachtungen von Juli/August 1999. Kurz nach den Konjunktionen ($\phi = 0.0$ und 0.36) ist die Linienbreite signifikant kleiner. Ein ähnlichen Effekt wurde auch schon auf Spektren vor dem Ausbruch beobachtet (Breysacher et al. 1982, Moffat et al. 1998).

Moffat et al. (1998) diskutieren mehrere Szenarien, die für das Auftreten solcher phasenabhängiger Variationen verantwortlich sein könnten. Sie folgern letztlich, daß nur Effekte auf Grund von Wind-Wind-Kollisionen zwischen zwei Sternen mit starken Winden solche Profilvariationen hervorrufen können. Dabei wird angenommen, daß die Winde zwischen den beiden Sternen in einer Schockzone kollidieren und dabei zusätzliche Emission entsteht. Das geschockte Gas strömt entlang einer sogenannten Kontaktfläche aus dem System. Der Bahnbewegung folgend, führt die unterschiedliche perspektivische Betrachtung dieser Schockzone durch den Beobachter zu den Variationen in den Linienbreiten.

Die Form dieser Schockzone ist stark von den Eigenschaften der beteiligten Winde abhängig. So wird angenommen, daß sich in „gewöhnlichen“ WR+O-Doppelsternsystemen, die Schockzone in Form eines engen Kegels um den O-Stern schließt. Die Stärke der dort zusätzlich entstehenden Emission ist auch von der Separation des Systems abhängig. Besteht nun das enge System HD 5980 aus zwei WR-Komponenten, so ist mit einer starken Schockemission zu rechnen und auf Grund der ähnlichen Eigenschaften der beiden Winde würde man eine Schockzone in Form einer Ebene zwischen den beiden Sternen erwarten. Dieses Bild steht in Einklang mit den beobachteten Variationen in den Linienbreiten der stärksten Linien. Zu Zeiten der Bedeckungen liegt die Schockzone senkrecht zur Beobachtungsrichtung. Die Projektion der Geschwindigkeit des abströmenden Gases ist klein, so daß die Emissionslinien schmal, aber hoch erscheinen. Zu Zeiten der Quadraturen ($\phi \sim 0.15$ und 0.75) jedoch steht die Schockzone parallel zur Blickrichtung und die projizierten Geschwindigkeiten des Gases sind maximal; die Emission erscheint breit, die maximale Intensität ist deutlich schwächer. Eine Erklärung für den mit der Zeit schwächer werdenden Effekt könnte die Entwicklung des Windes von Komponente A liefern. Spektroskopierten Breysacher et al. (1982) diese Komponente noch als O7 I-Stern, konnte Anfang der 90er Jahre, ebenso wie im Jahre 1999 ein WN-Spektrum beobachtet werden. Wolf-Rayet-Sterne besitzen jedoch einen stärkeren Wind als O-Sterne, so daß der Anteil der eigentlichen (in erster Näherung nicht variablen) Windemission an der beobachtbaren Gesamtemission während der WR-Phase größer ist. Nicht geklärt ist jedoch, warum in den vorliegenden Spektren von einem zweiten WR-Stern im System HD 5980 mit ähnlich starkem Wind keine anderen spektralen Signaturen zu erkennen sind.

Ein gänzlich anderes Verhalten zeigen die Emissionen N IV $\lambda 4057.8$ (Abb. 6.3, oben links) und He II $\lambda 6406.3$ (Abb. 6.3, unten links). Hier sind außer der Bahnbewegung nur wenig Profilvariationen im Zeitverlauf zu erkennen. Es ist anzunehmen, daß diese Linien tief im Wind entstehen und daher nur wenig

an Wechselwirkungen mit dem Wind des Begleiters teilnehmen. Diese Linien können dazu verwendet werden, die Bahnparameter zu bestimmen (siehe Kapitel 6.3).

6.3 Bestimmung der Bahnelemente

6.3.1 Die Bahnperiode

HD 5980 ist ein bedeckungsveränderliches System mit zwei beobachtbaren Bedeckungen. Die Bahnperiode ist daher aus der Lichtkurve sehr genau bestimmbar, wenn Beobachtungen vieler Umläufe bekannt sind. Photometrische Untersuchungen dieses Systems gibt es seit 1954 (Gascoigne 1954). Hoffman et al. (1978) erkannten als erste die bedeckungsveränderliche Natur dieses Systems. Durch weitere photometrische Beobachtungen in den nächsten Jahren konnte eine immer präzisere Periode ermittelt werden. Die letzte Untersuchung stammt von Sterken & Breysacher (1997). Mit den Beobachtungen aus der Literatur und ihren neuen Untersuchungen –die zugrundeliegende Zeitspanne beträgt dabei ca. 19 Jahre– ermittelten sie folgende Ephemeride für das primäre Lichtkurvenminimum: $HJD = 2443\,158.705 + 19.2654\,E$.

Es leuchtet ein, daß eine spektroskopische Untersuchung, die nur auf Daten zurückgreifen kann, die innerhalb von zehn Monaten gewonnen wurden, keine derart genaue Bahnperiode liefern kann. Trotzdem wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Periodenanalyse vieler Spektrallinien durchgeführt. Dabei zeigte sich ein konsistentes Bild. Die Mittelung von insgesamt zehn Stickstoff- und He II-Linien ergab: $P = 19.229$ Tage. Diese Periode ist um 0.0364 Tage (entsprechend: 52 Minuten) kürzer als die von Sterken & Breysacher (1997) ermittelte Periode. Da der statistische Fehler (unter der Annahme einer gaußförmigen Verteilung) dabei unkomfortabel klein ist (0.004 Tage), lohnt sich eine genauere Blick auf die Analyse.

Die von Sterken & Breysacher (1997) ermittelte Periode schließt Untersuchungen vor und nach dem LBV-ähnlichen Ausbruch mit ein. Prinzipiell ist aber denkbar, daß bei diesem Ausbruch das System derart viel Masse verloren hat, daß dies einen Einfluß auf die Bahnperiode hatte. So ergibt die reine Analyse der Bedeckungszeiten nach dem Ausbruch bei Sterken & Breysacher (1997) eine Periode von nur noch 19.15 Tagen (mit allerdings so großer Unsicherheit, daß dieser Wert mit der ermittelten Bahnperiode vereinbar ist). Der LBV-ähnliche Ausbruch von HD 5980 entsprach zwar mit einem Helligkeitsanstieg von 3 mag dem Kriterium eines großen Ausbruchs, er dauerte allerdings nur wenige Monate. Es ist daher sehr unwahrscheinlich, daß das System in diesem Zeitraum eine derartig große Materiemenge verloren hat. Auch der FEROS-Datensatz liefert letztlich keinen Hinweis auf eine Verkürzung der Bahnperiode: Durch die verhältnismäßig kurze Zeitspanne dieser Beobachtungen (zehn Monate) ist die Periodensuche mit einem großen intrinsischen Fehler behaftet. Um dies zu quantifizieren, wurden Periodogramme untersucht, die mittels der MIDAS-Routine AOV/TSA des Kontextes TSA berechnet wurden. Es zeigte sich, daß die Periodogramme einzelner Linien bei 19.2 Tagen ein Plateau oder ein breites Gaußprofil zeigen. Nimmt man die Breite dieses Plateaus oder (etwas willkürlich) ein Drittel der Breite des Gaußprofils als Fehler, so ergibt sich eine Unsicherheit von ca. 19.0 bis 19.3 Tagen. Die in den FEROS-Daten gefundene Bahnperiode ist demnach innerhalb der Fehler mit der Periode von Sterken & Breysacher (1997) vereinbar. Aus diesem Grund wurde bei den weiteren Analysen stets ein Wert von 19.2654 Tagen für die Bahnperiode benutzt.

6.3.2 Bahnelemente der Emissionslinien

Bis heute steht eine zuverlässige spektroskopische Bahnanalyse noch aus. Zwar wurden schon in der Vergangenheit spektroskopisch Bahnelemente bestimmt, die Ergebnisse sind jedoch zum Teil sehr widersprüchlich. Da HD 5980 aber ein bedeckungsveränderliches System ist, können einige Bahnparameter aus der Lichtkurve abgeleitet werden (Breysacher & Perrier 1991). In neuester Zeit gelang es auch mit Hilfe polarimetrischer Messungen, Bahnelemente zu bestimmen (Moffat et al. 1998). Doch noch immer ergibt sich kein konsistentes Bild.

Das heutige Spektrum von HD 5980 (siehe Anhang B.3) ist dominiert von vielen breiten Emissionen. Eine grobe Analyse der Linien zeigt, daß sich sämtliche Emissionen gleichphasig bewegen, oder daß keine klare Bahnbewegung zu erkennen ist. Viele der sehr starken und breiten Linien (vorwiegend He II) zeigen eine starke Variabilität in Amplitude und Breite im Verlauf einer Periode. Zudem sind auch Schwankungen von Periode zu Periode beobachtbar (siehe Kapitel 6.2.1). Dies läßt darauf schließen, daß in solchen Linien starke Wechselwirkungen mit dem Wind des Begleiters beobachtbar sind. Diese Linien erscheinen stark gestört und spiegeln die Bahnbewegung allenfalls noch eingeschränkt wider. Für eine Bahnvermessung sind diese Emissionen nicht geeignet.

Glücklicherweise sind im Spektrum aber auch schmalere und schwächere Linien beobachtbar. Im einzelnen sind dies die Linien der Heliumserie bei 6 000 Å und die N IV $\lambda 4057.8$ -Emission. Variationen von Stärke und Breite sind hier nur schwach ausgeprägt, und Variationen von Umlauf zu Umlauf fehlen nahezu ganz. Es ist anzunehmen, daß diese Emissionen tief im Wind entstehen, in einer Region, die nur wenig mit dem Wind des Begleiters wechselwirkt und stattdessen relativ sauber der Bahnbewegung folgt. Nur solche Linien sind für eine Bahnanalyse verwendbar.

Ein erster Vergleich der Bewegungsrichtung dieser Linien mit den Zeitpunkten der beiden Lichtkurvenminima zeigt, daß die Emissionen zur Komponente A des Systems gehören, also zu jenem Stern, der zur Phase $\phi = 0.0$ vor seinem Begleiter steht.

Zur Vermessung wurde an diese Linien ein einfaches gaußförmiges Emissionsprofil angepaßt. Im Gegensatz zu WR 22 sind jedoch Breite und Intensität der Linien im Zeitverlauf variabel, so daß sämtliche

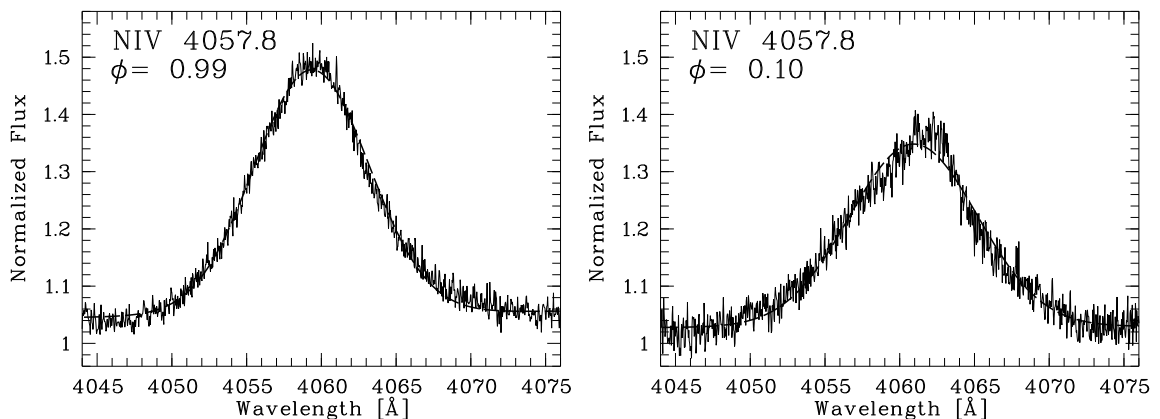


Abbildung 6.6: Selbst die Stickstofflinie N IV $\lambda 4057.8$, wenig variabel während des Bahnnumlaufs und von Umlauf zu Umlauf, zeigt Linienprofilvariationen. Während die Anpassung des Gaußprofils auf der linken Seite (zur Phase $\phi = 0.99$) sehr gut gelingt, bleibt die Anpassung rechts ($\phi = 0.10$) fehlerbehaftet.

Tabelle 6.1: Abgeleitete Bahnelemente im System HD 5980, berechnet mittels Radialgeschwindigkeitsvariationen verschiedener Emissionslinien. Die Bahnperiode wurde auf einen Wert von $P = 19.265$ Tagen fixiert. Für die Heliumlinien wurden nur die Spektren von Juli/August 1999 verwendet, bei N IV $\lambda 4057.8$ wurde nicht nur dieser Datensatz verwendet, sondern auch eine Analyse mit allen Spektren durchgeführt.

	γ^c [km s ⁻¹]	e	ω [deg]	T_0 JD 2 400 000.5+	K [km s ⁻¹]	σ_{O-C} [km s ⁻¹]
N IV $\lambda 4057.8^a$	63.2	0.333	334.1	51 154.7	138.0	16.4
N IV $\lambda 4057.8^b$	59.5	0.285	318.6	51 154.2	142.8	5.0
He II $\lambda 6036.7$	228.7	0.365	344.7	51 155.9	158.3	34.5
He II $\lambda 6074.1$	248.8	0.417	359.6	51 156.4	163.8	19.5
He II $\lambda 6118.2$	227.4	0.356	360.0	51 156.4	146.4	26.4
He II $\lambda 6170.6$	214.0	0.273	360.0	51 156.3	140.5	27.1
He II $\lambda 6233.8$	234.5	0.337	358.6	51 156.4	142.3	25.5
He II $\lambda 6310.8$	222.3	0.367	357.4	51 156.2	155.0	20.6
He II $\lambda 6406.3$	238.5	0.324	353.1	51 156.2	138.2	23.3

^a Vermessung des kompletten Datensatzes

^b alleinige Vermessung der Spektren von Juli/August 1999

Parameter der Gaußfunktion berechnet wurden. Auf Grund von Asymmetrien folgt die Gaußfunktion dem Linienprofil nicht immer optimal. Selbst die für die Radialgeschwindigkeitsanalyse am besten geeignete Linie N IV $\lambda 4057.8$ zeigt zu bestimmten Phasen Profile, die sich nur unbefriedigend vermessen lassen. Abbildung 6.6 zeigt zwei extreme Beispiele der Vermessung dieser Linie.

Im weiteren Verlauf der Analyse zeigte sich, daß eine Beschränkung auf den Datensatz von Juli und August 1999 sinnvoll ist. Diese 17 Spektren, gewonnen im Zeitraum von 20 Tagen, beschreiben einen kompletten Bahnlauf und bilden einen homogenen Datensatz von sehr guter Qualität. Zwar ist der FEROS-Spektrograph darauf ausgelegt, auch über längere Zeiträume konstante Bedingungen zu gewährleisten, viele Spektren aus dem Zeitraum Oktober 1998 bis Januar 1999 entstanden aber noch während der Phase der Inbetriebnahme von FEROS. Diese Spektren haben unterschiedliche Belichtungszeiten und wurden auch zu Zeitpunkten mit hoher Luftmasse gewonnen. Zusätzlich hatte das dort installierte CCD-System noch nicht die endgültige Betriebstemperatur erreicht, so daß die Spektren außer einem niedrigeren S/N -Verhältnis auch einige Fehlstellen enthalten. Dies machte sich vor allem bei den Linien der Heliumserie bei 6 000 Å bemerkbar.

Die Ergebnisse der anschließenden Radialgeschwindigkeitsanalyse zeigt Tabelle 6.1. Dabei wurde für die Heliumlinien nur der Datensatz von Juli/August 1999 verwendet, bei N IV $\lambda 4057.8$ wurde zusätzlich auch eine Vermessung des gesamten Datensatzes vorgenommen.

Auffällig auf den ersten Blick ist die deutlich bessere Qualität der N IV $\lambda 4058.7$ -Untersuchung. Dies zeigt eindrucksvoll Abbildung 6.7, auf der das Ergebnis der Bahnanalyse der Spektren von Juli/August 1999 aufgetragen ist. Der Grund für die exzellente Lösung gerade dieser Stickstofflinie kann wahrscheinlich in ihrer Entstehung gefunden werden: gemäß Hillier (1988) wird N IV $\lambda 4057.8$ durch UV-Kontinuumsfluoreszenz in den dichtesten Teilen des WR-Windes gebildet; es ist daher unwahrscheinlich, daß eine solche Emission aus den gestörten Bereichen der Windkollisionszonen kommt. Bei den einzelnen Bahnelementen liefert die Analyse der Heliumlinien sowohl bei der Geschwindigkeitshalb-

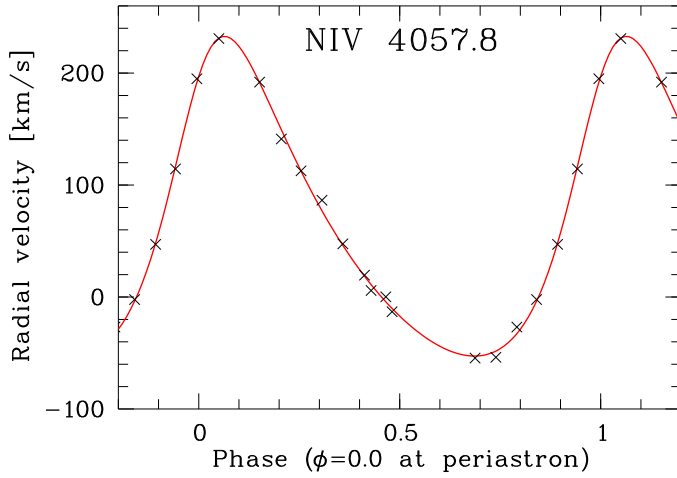


Abbildung 6.7: Phasendiagramm der Radialgeschwindigkeiten von NIV $\lambda 4057.8$. Kreuze (\times) markieren die FEROS-Beobachtungen (1σ -Fehler: $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$) von Juli/August 1999. Die durchgezogene Linie zeigt die Bahnlösung mit den Parametern aus Tabelle 6.1. Die Phase ist hier in Bezug auf den Periastrondurchgang angegeben. Die beiden Bedeckungen finden zu den Phasen $\phi_{\text{spec}} = 0.278$ (Komponente wird bedeckt) und $\phi_{\text{spec}} = 0.924$ (Komponente bedeckt Begleiter) statt.

amplitude K , als auch der Exzentrizität e und dem Periastronwinkel ω etwas größere Werte, die jedoch stark streuen. Das Periastrondatum T_0 hingegen liegt (ohne große Streuung) zwei Tage später als das der Stickstofflinie.

Auf Grund der guten Qualität der Stickstoffanalyse gegenüber den Linien des Heliums, erscheint es gerechtfertigt, nur diese zur endgültigen Bestimmung der Bahnelemente heranzuziehen. Letztlich wurde ein gewichteter Mittelwert der beiden Analysen berechnet. Da die Fehler gerade auch im Hinblick auf die schwankende Qualität der Linienvermessung (siehe Abbildung 6.6) nur schwer abzuschätzen sind, wurden sie so groß gewählt, daß sie beide Ergebnissätze der Stickstoffanalyse beinhalten:

$$\begin{aligned}\bar{K} &= 141.6 \pm 3.6 \text{ km s}^{-1}, \\ \bar{e} &= 0.297 \pm 0.036, \\ \bar{\omega} &= 320.0 \pm 4.1^\circ, \\ \bar{T}_0 &= \text{JD } 2451154.9 \pm 0.4, \\ \bar{\gamma} &= 60.5 \pm 3.7 \text{ km s}^{-1}.\end{aligned}$$

Der gefundene Wert für γ erscheint wenig plausibel für ein System in der Kleinen Magellanschen Wolke. Im Rahmen dieser Arbeit wurden bereits Gründe erläutert, warum eine Systemgeschwindigkeitsbestimmung mittels spektraler Windemissionen nur ungenaue Ergebnisse liefern kann (siehe Kapitel 4.2.4 oder auch Analyse der Differenzspektren bei $\gamma^2 \text{ Vel}$, Kapitel 5.3.2): im allgemeinen sind die so ermittelten Geschwindigkeiten blauverschoben, da gewisse Teile der rotverschobenen Windemission nicht beobachtbar sind.

Im System HD 5980 bietet es sich an, die schmalen Nebellinien, die deutlich auf den Emissionen von $\text{H}\alpha$ und $\text{H}\beta$ zu sehen sind, zu vermessen. Dies gelingt ohne Probleme und mit nur sehr geringen Fehlern. Man ermittelt einen Wert von

$$\gamma = 163.5 \pm 1 \text{ km s}^{-1},$$

der hervorragend zur Systemgeschwindigkeit der SMC paßt.

6.3.3 Vermessung der Absorptionen

Ein genauer Blick auf die Spektren von HD 5980 zeigt außer den starken, breiten Emissionslinien auch schwache Absorptionen. Vor allem sind eine O III $\lambda 5592.4$ -Absorption und eine schwache Einsenkung auf der Emission von He I $\lambda 4471.5$ zu erkennen. Besonders die Absorptionen des Sauerstoffs sind so deutlich, daß diese, trotz des geringen S/N -Verhältnisses, auch gut vermessen werden können. Abbildung 6.8 zeigt das Spektrum vom 23.07.1999 und die angepaßte Gaußfunktion zur Vermessung des Linienzentrums. Die Vermessung der He I $\lambda 4471.5$ -Absorption ist deutlich schwieriger, da diese z. B. mittels eines Doppelgaußprofils erfolgen muß. Die dabei auftretenden Schwierigkeiten wurden schon bei der Vermessung der Absorptionen von γ^2 Vel erläutert (siehe Kapitel 5.2.3).

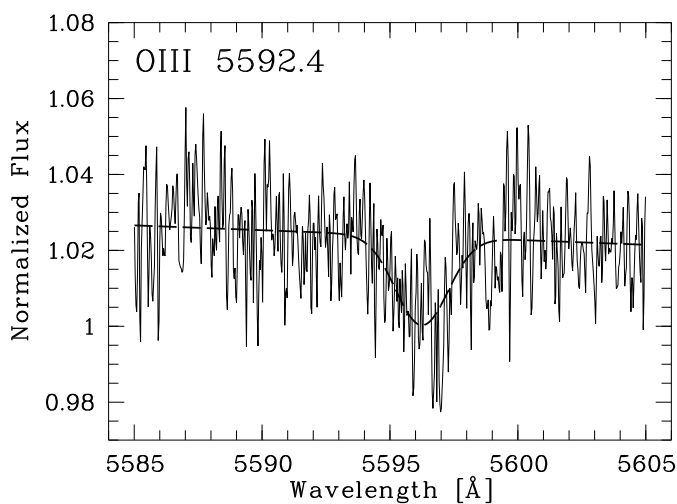


Abbildung 6.8: Spektrum von HD 5980 im Bereich von 5585 Å bis 5605 Å vom 23.07.1999. Die O III $\lambda 5592.4$ -Absorption ist, wie auf allen Spektren, klar zu erkennen. Eine Vermessung der Linie ist mittels einfacher Gaußfunktion möglich (gestrichelte Kurve).

In Abbildung 6.9 sind die vermessenen Radialgeschwindigkeiten aller Spektren gegen die photometrische Phase aufgetragen. Der Datensatz von Juli/August 1999 erscheint homogener, doch auch hier werden ganz unterschiedliche Geschwindigkeiten zu sehr ähnlichen Phasen ermittelt (siehe z. B. $\phi \sim 0.5$). Insgesamt ist die Streuung der älteren Daten größer. Dies könnte Ausdruck der größeren Zeitspanne der Beobachtungen sein (mehrere Bahnumläufe), wohingegen die neueren Daten sozusagen „am Stück“ beobachtet wurden. Es ist aber auch denkbar, daß die Absorptionen mit einer anderen Periode variieren. Die Ergebnisse für He I $\lambda 4471.5$ ergeben ganz ähnliche Werte, auch wenn hier nicht alle Spektren zweifelsfrei vermessen werden konnten.

Wie Abbildung 6.9 zeigt, ist ein eindeutiger Trend im Rahmen der Periode von 19.265 Tagen nicht zu erkennen. Trotzdem wurde versucht, eine Radialgeschwindigkeitskurve aus dem Datensatz zu ermitteln. Dabei wurden sowohl alle Bahnparameter angepaßt als auch verschiedene Parameter auf Werte fixiert, die sich auf Grund der Bahnbewegung der Emission ergeben müßten. Die ermittelten Abweichungen σ_{O-C} sind jedoch gewaltig. Sie betragen in der Regel über 40 km s^{-1} bei ermittelten Geschwindigkeitsamplituden K von 10 bis 50 km s^{-1} . Es ist daher äußerst unwahrscheinlich, daß die beobachteten Absorptionen zum eigentlichen HD 5980-System gehören.

Mit dem `veloc`-Programm wurde anschließend eine gesonderte Periodensuche durchgeführt. Hierbei wurde eine beste Periode von 96.5 Tagen sowohl bei den Sauerstoff- als auch bei den Heliumabsorptionen gefunden. Eine komplette Analyse lieferte folgende Bahnelemente für die O III $\lambda 5592.4$ -Linie:

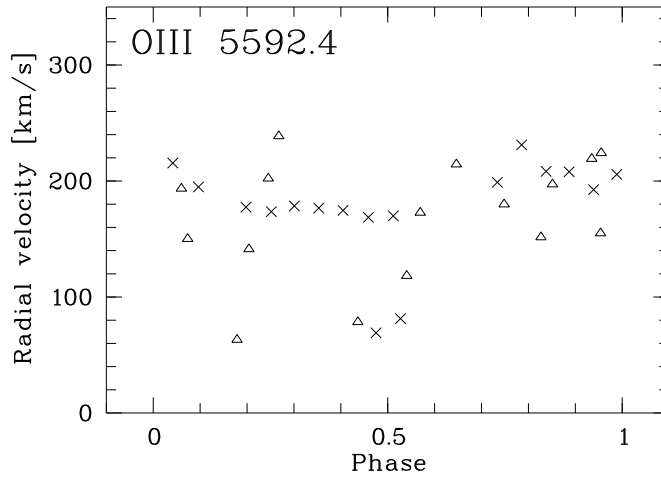


Abbildung 6.9: Gemessene Radialgeschwindigkeiten der O III $\lambda 5592.4$ -Absorption in den Spektren von HD 5980. Daten von Oktober 1998 bis Januar 1999 sind mit Dreiecken (\triangle) markiert, Kreuze (\times) beschreiben Beobachtungen von Juli/August 1999. Die Daten sind gemäß der photometrischen Periode von 19.26 Tagen sortiert. Der Datensatz von Juli/August erscheint homogener, doch auch hier wurden um die Phase $\phi \sim 0.5$ gänzlich verschiedene Werte gemessen. Eine sinnvolle Radialgeschwindigkeitskurve scheint mit einer Periode von 19.26 Tagen nicht verträglich zu sein.

$K = 71 \text{ km s}^{-1}$, $e = 0.83$, $\omega = 255^\circ$, $T_0 = \text{JD } 2451183.6$ und $\gamma = 156 \text{ km s}^{-1}$ bei einem Fehler von $\sigma_{O-C} = 18.4 \text{ km s}^{-1}$. Die Werte der He I-Absorption sind recht ähnlich: $K = 82 \text{ km s}^{-1}$, $e = 0.81$, $\omega = 242^\circ$, $T_0 = \text{JD } 2451183.0$ und $\gamma = 166 \text{ km s}^{-1}$. Es fällt unter anderem auf, daß die ermittelten Systemgeschwindigkeiten sehr gut zur Geschwindigkeit der Nebellinien (163.5 km s^{-1}) passen. Das Phasendiagramm der O III $\lambda 5592.4$ -Linie zeigt Abbildung 6.10.

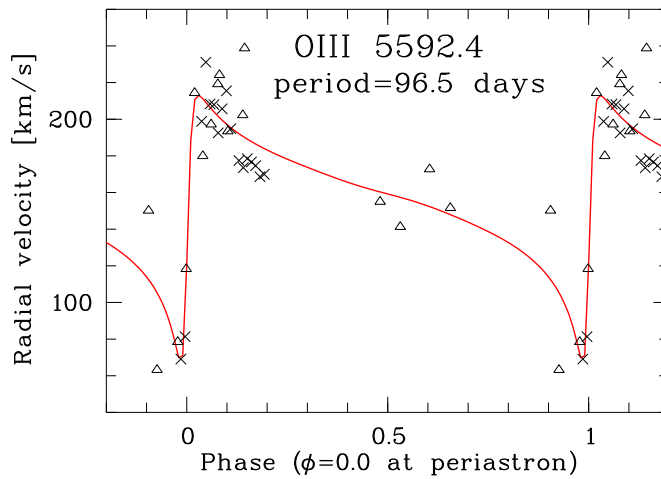


Abbildung 6.10: Radialgeschwindigkeitsanalyse der Sauerstoffabsorption bei 5592.4 \AA in den Spektren von HD 5980. Daten von Oktober 1998 bis Januar 1999 sind mit Dreiecken (\triangle) markiert, Kreuze (\times) beschreiben Beobachtungen von Juli/August 1999. Als beste Periode wurde von `veloc` ein Wert von 96.5 Tagen gefunden. Die Fehler der Messungen liegen im Bereich von etwa 20 km s^{-1} . Bei nur 33 Messungen ist die Bestimmung der Radialgeschwindigkeitskurve (durchgezogene Linie, Parameter siehe Text) mit noch großen Unsicherheiten behaftet; sie erscheint jedoch nicht unplausibel.

Mit nur 33 Beobachtungen (dazu nicht gleichmäßig über einen Umlauf verteilt) ist eine Bahnbestimmung bei einer 100-Tage-Periode nicht sehr genau durchführbar. Trotzdem erscheint das Ergebnis nicht unplausibel.

Zu Beginn der Beobachtungen im Juli/August 1999 wurden zwei Messungen mit geringen Radialgeschwindigkeiten gemacht. Nach einer Pause von zwei Tagen waren die Radialgeschwindigkeiten deutlich größer und blieben für den Rest der Beobachtungen auf hohem Niveau. Unter der Annahme eines exzentrischen Orbits können diese Beobachtungen erklärt werden, wenn man annimmt, daß während des

Periastrondurchgangs beobachtet wurde. Leider fehlen, bedingt durch schlechtes Wetter, kontinuierliche Beobachtungen dieses Durchgangs. Auch der Datensatz Oktober bis Januar 1999 enthält Aufnahmen um die Zeit des Periastrondurchgangs. In der Zeit vom 27.12.98 bis zum 19.01.99 entstanden zehn Spektren, die zwar stärker um die Bahnlösung streuen, prinzipiell aber das gleiche Verhalten zeigen.

Eine Periodenanalyse mittels der MIDAS-Routine AOV/TSA ergab als wahrscheinlichste Periode einen Wert von 47.6 Tagen, also etwa den halben Wert der *veloc*-Analyse. Die Bestimmung der Bahnelemente mit dieser kürzeren Periode lieferte jedoch mit $\sigma_{O-C} = 27.70 \text{ km s}^{-1}$ einen deutlich größeren Fehler. Auch weitere Bruchteile und Vielfache der gefundenen Periode wurden analysiert. Es ergaben sich jedoch stets größere Abweichungen σ_{O-C} .

Auch wenn eine zweifelsfreie Analyse letztlich nicht möglich ist, so erscheint doch eine Periode von 96.5 Tagen für die beobachteten Absorptionen sinnvoll. Für eine Bestätigung sind jedoch weitere umfangreiche Daten erforderlich.

6.4 Diskussion

Für die Emissionslinien von HD 5980 gelang eine sehr gute Bahnbestimmung mittels der N IV $\lambda 4057.8$ -Linie. Eine Bestätigung dieser Analyse liefert die Lichtkurve. HD 5980 ist ein bedeckungsveränderliches System mit zwei beobachtbaren Minima. Es ist daher zu prüfen, inwieweit die hier ermittelten Bahnelemente zur Lichtkurve passen. Bezüglich des Periastrondurchgangs (Phase $\phi_{\text{spec}} = 0.0$) finden die Bedeckungen zu den Phasen $\phi_{\text{spec},1} = 0.278$ (Stern wird bedeckt) und $\phi_{\text{spec},2} = 0.924$ (Stern bedeckt Begleiter) statt. Daraus ergeben sich folgende Zeiten für die Lichtkurvenminima: $T_1 = 2451160.22$ bzw. $T_2 = 2451172.66$. Das zweite Minimum paßt gut zur Ephemeride von Sterken & Breysacher (1997): $\text{HJD}_{\text{min}} = 2443158.705 + 19.2654 E$. Für $E = 416$ ergibt sich eine Abweichung von nur 0.451 Tagen für einen Zeitraum von über 20 Jahren. Wenn man den Fehler in der T_0 -Bestimmung (0.4 Tage) und die Breite des Lichtkurvenminimums berücksichtigt, ergibt sich eine hervorragende Übereinstimmung. Zudem beträgt der zeitliche Abstand der beiden spektroskopisch bestimmten Konjunktionen $\Delta\phi_{\text{spec}} = 0.354$, was ebenfalls sehr gut mit dem photometrischen Wert ($\Delta\phi = 0.36$) übereinstimmt.

In Tabelle 6.2 werden die Ergebnisse der Bahnanalyse mit früheren Bestimmungen verglichen. Es zeigt sich deutlich, daß sich bisher noch kein konsistentes Bild für HD 5980 ergibt. Zeigen die Werte für e und ω von Komponente A wenigstens in den jüngsten Untersuchungen zueinander verträgliche Werte, so ist dies für K nicht der Fall. Allein daraus ist ersichtlich, warum eine verlässliche Massenbestimmung bisher scheiterte.

Es ist auch wichtig zu erwähnen, daß die N IV $\lambda 4057.8$ -Emission, auf der letztlich die Bahnanalyse dieser Arbeit basiert, von Niemela (1988) und Niemela et al. (1997) auf Spektren der Jahre 1980 – 1983 in Gegenphase beobachtet wurde und demnach zu Komponente B gehörte. Eine Erklärung hierfür wäre, daß sich das Spektrum von Komponente A im Zeitverlauf stark verändert hat. Es ist erforderlich, daß in diesem Stern früher (d. h. 1980 bis 1983) keine (oder nur eine sehr geringe) N IV-Emission stattfand und heute eine derartige spektrale Signatur so stark ist, daß eine nahezu ungestörte Emissionskomponente beobachtbar ist. Trotzdem würde die immer noch vorhandene N IV-Emission von Komponente B eine potentielle Fehlerquelle der Bahnanalyse darstellen. Für dieses Szenario spricht die Beobachtung von Barbá & Niemela (1995), die auf Spektren der Jahre 1988 bis 1990 keine Radialgeschwindigkeitsvariation der N IV $\lambda 4057.8$ -Linie beobachten konnten.

Die gemessenen Geschwindigkeitsvariationen der beobachtbaren Absorptionen passen nicht ins Bild der Lichtkurvenperiode von 19.27 Tagen. In den Daten wurde stattdessen eine Periode von 96.5 Tagen

Tabelle 6.2: Vergleich der Bahnelemente von HD 5980 in der Literatur mit den Resultaten dieser Arbeit.

Parameter	BMN82	BP91	NBMC97	MMB98	diese Arbeit
P [Tage]	19.266 ^a	19.266 ^a	19.2655 ^d	19.266 ^a	19.2654 ⁱ
e	0.49	0.32	0.28	0.27	0.297 ± 0.036
ω_A [deg]	345	313 ^c	160 ^e	319 ^g	320.0 ± 4.1
ω_B [deg]	190	...	160 ^e	139 ^g	...
T_0 JD 2 400 000.5+	43 161.5 ^b	48 920	...	48 920.5	51 154.4 ± 0.4
K_A [km s ⁻¹]	69 ^b	...	128	~ 50 -100	141.6 ± 3.6
K_B [km s ⁻¹]	78	...	226 ^f	215 ^h	...

^a gemäß Breysacher & Perrier (1980)

^b basierend auf Absorptionen von H 9 und He I $\lambda 4026$

^c im Rahmen einer Lichtkurvenanalyse kann zwischen den beiden Knoten nicht unterschieden werden, die Autoren geben daher, gemäß der üblichen Definition, den Wert zwischen 0° und 180° (133°) an

^d gemäß Breysacher (1997)

^e Niemela et al. (1997) geben nur einen Periastronwinkel an

^f basierend auf Emissionen von N IV $\lambda 4058$ (vor dem Ausbruch)

^g Auf Grund einer anderen Definition der Bahnelemente sind bei Moffat et al. (1998) die Werte für ω_A und ω_B vertauscht

^h basierend auf dem Ergebnis von Niemela (1988) und Niemela et al. (1997)

ⁱ gemäß Sterken & Breysacher (1997)

BMN82: Breysacher et al. (1982), spektroskopische Untersuchung

BP91: Breysacher & Perrier (1991), photometrische Untersuchung

NBMC97: Niemela et al. (1997), spektroskopische Untersuchung

MMB98: Moffat et al. (1998), spektroskopische, polarimetrische und photometrische Untersuchung

gefunden. Es darf jedoch nicht unerwähnt bleiben, daß diese Periode etwa dem fünffachen der photometrischen Periode entspricht. Zudem wurde ein Großteil der Beobachtungen scheinbar um den Periastrondurchgang gemacht. Dies läßt Zweifel am Ergebnis zu. Auch die gefundene Exzentrizität von $e = 0.83$ erscheint unangenehm groß. Hier werden dringend weitere Beobachtungen benötigt, die es ermöglichen, die Radialgeschwindigkeitsvariationen der Absorptionen genauer zu analysieren.

Trotzdem bleibt die Überlegung, die zweifelsfrei beobachtbaren Variationen der schwachen Absorptionen auf eine Bahnbewegung zurückzuführen, plausibel. Für das System HD 5980 hat dies jedoch weitreichende Konsequenzen.

Die Existenz eines dritten Körpers bei HD 5980 wurde schon von verschiedener Seite gefordert. So verlangte die Analyse der Lichtkurve bei Breysacher & Perrier (1991) eine dritte leuchtkräftige Komponente; Niemela et al. (1997) forderten sie auf Grund von spektroskopischen Überlegungen. Auch die Ergebnisse dieser Arbeit zielen in diese Richtung. Allerdings gehen sie noch einen Schritt weiter. Da die Absorptionen wegen der unterschiedlichen Periode nicht zum eigentlichen System gehören, sie jedoch

andererseits auch eine Bahnbewegung zeigen, legt dies den Schluß nahe, daß letztlich vier Komponenten zum System HD 5980 gehören müssen. Einerseits gehört zu HD 5980 das bedeckungsveränderliche Paar mit einer Periode von 19.27 Tagen. Eine Komponente dominiert das gesamte Spektrum mit starken, breiten Emissionen vom Typ WN 6. Der Begleiter ist nicht direkt beobachtbar, die starken Hinweise auf Wind-Wind-Wechselwirkung legen jedoch den Schluß nahe, daß auch hier ein leuchtkräftiges Objekt mit starkem Sternwind vorliegen muß. Andererseits gehören die beobachtbaren Absorptionen nicht zu diesem System. Da Mehrsternensysteme auf Grund von Stabilitätsüberlegungen hierarchisch aufgebaut sein müssen, können die Absorptionen nicht zu einem dritten Körper gehören, der die anderen beiden Sterne in 96.5 Tagen umrundet. Eine solche Anordnung wäre auch schon auf kürzeren Zeitskalen nicht stabil. Viel wahrscheinlicher ist, daß die Absorptionen zu einem Stern gehören, der wiederum Teil eines Doppelsternsystems ist. Die postulierte vierte Komponente ist im Spektrum aber nicht sichtbar.

Damit die Absorptionen allerdings im hellen WR-Spektrum beobachtbar sind, muß es sich dabei um ein leuchtkräftiges Objekt handeln. Denkbar wäre hier ein Riese oder gar Überriese der Spektralklasse O. Leider erlauben die ermittelten (unsicheren) Bahnelemente für dieses Objekt kaum Einschränkungen für deren Masse. Die Bahnparameter entsprechen in etwa den Elementen der WR-Komponente im System WR 22. Da die Geschwindigkeitsamplitude K des Begleiters nicht bekannt ist, sind die erforderlichen hohen Massen für den leuchtkräftigen O-Stern nicht auszuschließen.

Ob nun beide Systeme gravitativ gebunden sind (mit einer entsprechend langen, im Rahmen der Beobachtungszeit nicht nachweisbaren Periode), oder ob beide Systeme nur zufällig auf der gleichen Sichtlinie stehen (für ein extragalaktisches System deutlich wahrscheinlicher als für ein solches in der Galaxis), kann letztlich nicht beantwortet werden. Einziger Hinweis könnten die gemessenen Systemgeschwindigkeiten von Nebel- und Absorptionslinien geben. Beide stimmen überein, was für die räumliche Nähe der beiden Sternpaare sprechen würde.

Noch bestehen berechtigte Zweifel an diesem Modell, doch die Hinweise im vorhandenen Datensatz rechtfertigen weitere Beobachtungen. Dabei ist sicherlich auch angebracht, ein höheres S/N -Verhältnis anzustreben; wahrscheinlich lassen sich dadurch noch weitere Absorptionen aufspüren.

Kapitel 7

Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden Zeitserien dreier gänzlich verschiedener Wolf-Rayet–Doppelsternsysteme analysiert. Alle Untersuchungen haben gezeigt, wie wirkungsvoll und ergiebig eine Langzeitüberwachung bei heißen Sternen ist. Die bisher einzigartigen Zeitserien aller drei Programmsterne, die nicht nur eine hohe zeitliche, sondern auch eine hohe spektrale Auflösung im gesamten optischen Wellenlängenbereich haben, konnten helfen, fundamentale Parameter von WR–Doppelsternsystemen zu bestimmen und Abschätzungen über die Struktur des WR–Windes zu erhalten. Insbesondere gelang für WR 22 und γ^2 Vel die Bestimmung eines kompletten Satzes an spektroskopischen Bahnelementen für jeweils beide Komponenten mit hoher Genauigkeit. Für HD 5980 war dies nicht möglich; es ergaben sich aber wichtige Impulse für die Richtung zukünftiger Analysen.

WR 22

Das System WR 22 beinhaltet den Wolf-Rayet–Stern mit der größten, je direkt vermessenen Masse. Frühere Untersuchungen gaben bereits Hinweise auf eine große Masse der WR–Komponente, aber erst die ausgedehnte Zeitserie des HEROS–Spektrographen ermöglichte es, die Radialgeschwindigkeitskurve des Begleiters zweifelsfrei über einen kompletten Umlauf zu verfolgen und eine genaue Massenbestimmung durchzuführen. Zwar wurde die Masse ($55 \mathcal{M}_{\odot}$) im Vergleich zu einer früheren Bestimmung ($72 \mathcal{M}_{\odot}$, Rauw et al. 1996) signifikant nach unten korrigiert, der Stern bleibt jedoch so schwer, daß dies weitreichende Konsequenzen für die theoretischen Entwicklungsrechnungen von massereichen Sternen hat. Die Untersuchungen von WR 22 legen nahe, daß es für massereiche Sterne bereits in einer frühen Phase möglich ist, das Erscheinungsbild eines Wolf-Rayet–Sternes zu zeigen. Derartige Szenarien ($O \rightarrow Of \rightarrow WN$) wurden bereits von Langer et al. (1994) und Crowther et al. (1995) vorgeschlagen. Der aus den HEROS–Spektren abgeleitete Hinweis, daß der Wind dieses Wolf-Rayet–Sterns im Optischen verhältnismäßig dünn sein muß, paßt ebenfalls in das Bild der direkten Verwandtschaft der WR–Sterne zu den Of–Sternen. Leider konnte im Rahmen dieser Arbeit die Leuchtkraftklasse des Begleiters nicht mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden. Ebenso waren Abschätzungen zur Windgeometrie nicht möglich. Um diese Fragen abschließend zu beantworten, werden Spektren mit höherem S/N -Verhältnis und eine Zeitserie aus dem ultravioletten Spektralbereich benötigt.

γ^2 Velorum

γ^2 Vel ist der hellste Wolf-Rayet-Stern am Himmel. Trotzdem ist selbst für dieses System bisher keine verlässliche Massenbestimmung erhältlich gewesen; frühere Untersuchungen ermittelten Werte von acht bis 18 Sonnenmassen für die WR-Komponente. Mit Hilfe der ausgedehnten Zeitserien von HEROS war es nun möglich, diese Diskrepanz aufzuklären. Durch den großen Wellenlängenbereich dieser Spektren konnten eine Vielzahl von starken, isolierten Spektrallinien vermessen werden. Dabei konnte als Fehlerquelle der bisherigen Massenbestimmungen der vernachlässigte Einfluß der WR-Komponente auf die Spektrallinien des O-Sterns ausgemacht werden. Die ermittelte Masse von $9 \mathfrak{M}_{\odot}$ paßt gut zu Entwicklungsrechnungen für WC-Sterne.

Eine umfangreiche Windbedeckungsanalyse ergab Hinweise auf die großräumige Struktur des WR-Windes. Es konnte gezeigt werden, daß das linienemittierende Gebiet der niedrig angeregten Zustände und der Resonanzlinien im optischen wie im ultravioletten Spektralbereich so groß sein muß, daß es den O-Stern-Orbit komplett einhüllt. Zwar blieben Fragen zur Opazitäts- und Beschleunigungsstruktur des Windes unbeantwortet, doch für eine Windkollisionsanalyse sind diese Ergebnisse von großem Vorteil. Da die Windbedeckungseffekte quantitativ erfaßt werden konnten, besteht nun die Möglichkeit, die Effekte Windbedeckung und Wind-Wind-Wechselwirkung in den Spektren zu isolieren. Dies wird eine genauere Untersuchung der Windkollisionszone erheblich erleichtern.

Das umfangreiche Datenmaterial von HEROS wurde in der Zwischenzeit verwendet, weitere Parameter des Systems genauer zu bestimmen. So konnten De Marco & Schmutz (1999) das Leuchtkraftverhältnis der beiden Komponenten und weitere O-Stern-Parameter bestimmen. Die besonderen Schwierigkeiten hierbei liegen in der Vermessung der Äquivalentbreiten, da speziell in den Spektren von γ^2 Vel keine isolierten O-Stern-Absorptionen erkennbar sind. Dieses Problem wurde dadurch gelöst, daß ein synthetisches O-Stern-Spektrum von den γ^2 Vel-Spektren subtrahiert wurde. Das synthetische Spektrum wurde so lange skaliert, bis das Residuum dem Spektrum von WR 135 glich, einem WC 8-Einzelstern, dessen Morphologie dem WR-Stern in γ^2 Vel sehr ähnelt. Mittels dieser Technik war eine sehr genaue Bestimmung des Leuchtkraftverhältnisses möglich und die Spektralklassifikation ergab einen im Vergleich zu anderen Publikationen früheren Spektaltyp (O 7.5). Die Leuchtkraftanalyse ergab hingegen kein konsistentes Bild. Weitere O-Stern-Parameter konnten bestimmt werden, darunter auch einige zum ersten Mal (chemische Häufigkeiten, Massenverlust, Schwerebeschleunigung).

In einer weiteren Arbeit (De Marco et al. 2000) werden Parameter der WR-Komponente mittels der HEROS-Spektren und der NLTE Atmosphärencodes CMFGEN (z. B. Hillier 1987, Hillier & Miller 1999) bzw. ISA-WIND (de Koter et al. 1993, 1997) bestimmt. Im Vergleich zu früheren Untersuchungen zeigt sich, daß der WR-Stern heißer und leuchtkräftiger ist und eine niedrigere Massenverlustrate besitzt. Mit den Parametern der O-Stern-Analyse (De Marco & Schmutz 1999) ergibt sich für den Quotienten der Windimpulse $(\mathfrak{M} v_{\infty})_{\text{WR}}/(\mathfrak{M} v_{\infty})_{\text{O}}$ ein Wert von nur noch 33 (zum Vergleich: Schaerer et al. 1997 ermittelten einen Wert von 208). Die neuen Ergebnisse haben großen Einfluß auf den Quotienten aus Windimpuls und Strahlungsimplus η der WR-Komponente. Gegenüber früheren Untersuchungen reduzierte sich der Wert drastisch und beträgt nun $\eta = 7$. Dies ist zwar immer noch größer als eins und löst das Problem des WR-Windantriebes nicht abschließend; ein solcher Wert macht aber einen rein strahlungsgetriebenen Wind wahrscheinlicher.

HD 5980

Das außergewöhnliche System HD 5980 erregte im Jahre 1994 besonderes Aufsehen, als dort ein LBV-ähnlicher Ausbruch beobachtet wurde. Doch bis heute ist die Natur des Sterns (Anzahl der Komponenten, spektrale Veränderungen, Sternmassen usw.) nicht verstanden. Für das extragalaktische System gelang im Rahmen dieser Arbeit eine eindrucksvolle Radialgeschwindigkeitsanalyse der WR-Emissionen. Leider konnte eine spektrale Signatur des Begleiters nicht aufgespürt werden; die starken beobachtbaren Wind-Wind-Wechselwirkungen lassen jedoch den Schluß zu, daß auch dieses Objekt über einen starken Sternwind verfügen muß. Eine detaillierte Untersuchung dieser Wechselwirkungseffekte steht noch aus. Es konnten jedoch Hinweise gefunden werden, daß diese Effekte über längere Zeiträume zwar in der Stärke variieren, prinzipiell jedoch stabil sind. Die gefundenen Hinweise auf ein zweites Doppelsystempaar im System von HD 5980 rechtfertigen weitere intensive Beobachtungen auch über längere Zeiträume. Damit könnte es vielleicht auch gelingen, den Begleiter des WR-Sterns aufzuspüren. Damit wäre endlich eine genaue Massenbestimmung in diesem System möglich. Diese ist von fundamentaler Bedeutung, um dem Verständnis der wahren Natur von HD 5980 einen großen Schritt näher zu kommen.

Anhang A

Beobachtungsprotokolle

In den folgenden Tabellen werden alle Beobachtungen der Programmsterne WR 22, γ^2 Velorum und HD 5980 aufgelistet. Dabei wird das Aufnahmedatum stets nach Universal Time (UT) notiert. Das modifizierte Julianische Datum (MJD) berechnet sich „per definitionem“ gemäß: $\text{MJD} \equiv \text{JD} - 2\,400\,000.5$. Da alle Programmsterne Doppelsternsystemen angehören, wird weiterhin die Phasenlage der Beobachtung notiert. Phase 1 gibt die Phasenlage zum letzten Periastrondurchgang an; Referenzpunkt für Phase 2 ist der Zeitpunkt, zu dem der Wolf-Rayet-Stern vor seinem Begleiter steht (WR 22 und γ^2 Vel). Bei HD 5980 ist die spektrale Bestimmung der Komponenten unsicher; aus diesem Grund werden die beiden Sterne mit „A“ und „B“ bezeichnet. In der Tabelle wird die Referenz „Stern A vor B“ verwendet. Die Phasenlagen wurden mit den im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Bahnparameter berechnet; einzig Phase 2 bei HD 5980 wurde mit der von Sterken & Breysacher (1997) ermittelten Ephemeride bestimmt. Im Gegensatz zu γ^2 Vel sind WR 22 und HD 5980 bedeckungsveränderliche Systeme. Weiterhin wird in den Listen der HEROS-Beobachtungen notiert, ob von beiden Kanälen ein Spektrum vorliegt. Die Kürzel in der letzten Spalte stehen für die jeweiligen Beobachter:

AK:	Andreas Kaufer	BW:	Bernhard Wolf	HL:	Holger Lehmann
HM:	Holger Mandel	IJ:	Istvan Jankovics	JP:	Jochen Peitz
JS:	Jörg Schweickhardt	OS:	Otmar Stahl	ST:	Sascha Tubbesing
TD:	Thomas Dumm	TG:	Thomas Gäng	TR:	Thomas Rivinius
TS:	Thomas Szeifert	WS:	Werner Schmutz		

Auf eine Tabelle der Beobachtungsdaten sämtlicher IUE-Spektren von γ^2 Vel (110 SWP-Spektren, 63 LWP-Spektren, 33 LWR-Spektren) wird hier verzichtet. Die entsprechenden Angaben sind über das *World Wide Web* abrufbar (aktuell unter: <http://iuearc.vilspa.esa.es/>).

A.1 WR 22

A.1.1 HEROS–Kampagne Januar – Mai 1996

Aufnahme-Datum	MJD	Phase 1 (Periastron)	Phase 2 (WR vor O)	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
19.01.1996	50101.310	0.681	0.680	✓	✓	AK/BW
20.01.1996	50102.304	0.693	0.692	✓	✓	AK/BW
21.01.1996	50103.304	0.705	0.704	✓	✓	AK/BW
22.01.1996	50104.301	0.718	0.717	✓	✓	AK/BW
24.01.1996	50106.305	0.743	0.742	✓	✓	AK/BW
25.01.1996	50107.295	0.755	0.754	✓	✓	AK
26.01.1996	50108.319	0.768	0.767	✓	✓	AK
27.01.1996	50109.325	0.780	0.779	✓	✓	AK
28.01.1996	50110.318	0.793	0.792	✓	✓	AK
29.01.1996	50111.325	0.805	0.804	✓	✓	AK
30.01.1996	50112.324	0.818	0.817	✓	✓	AK/JS
01.02.1996	50114.326	0.843	0.842	✓	✓	AK/JS
03.02.1996	50116.348	0.868	0.867	✓	✓	JS/AK
04.02.1996	50117.336	0.880	0.879	✓	✓	JS
06.02.1996	50119.325	0.905	0.904	✓	✓	JS
07.02.1996	50120.338	0.917	0.916	✓	✓	JS
08.02.1996	50121.321	0.930	0.929	✓	✓	JS
09.02.1996	50122.326	0.942	0.941	✓	✓	JS
10.02.1996	50123.315	0.955	0.954	✓	✓	JS
11.02.1996	50124.319	0.967	0.966	✓	✓	JS
13.02.1996	50126.323	0.992	0.991	✓	✓	JS
14.02.1996	50127.327	0.004	0.003	✓	✓	JS
15.02.1996	50128.288	0.016	0.015	✓	✓	JS
16.02.1996	50129.323	0.029	0.028	✓	✓	JS
17.02.1996	50130.330	0.042	0.041	✓	✓	JS
18.02.1996	50131.314	0.054	0.053	✓	✓	JS
19.02.1996	50132.305	0.066	0.065	✓	✓	JS
20.02.1996	50133.324	0.079	0.078	✓	✓	JS/WS
21.02.1996	50134.327	0.092	0.091	✓	✓	WS/JS
22.02.1996	50135.323	0.104	0.103	–	✓	WS
23.02.1996	50136.320	0.116	0.115	–	✓	WS
24.02.1996	50137.307	0.129	0.128	–	✓	WS
25.02.1996	50138.305	0.141	0.140	–	✓	WS
26.02.1996	50139.319	0.154	0.153	✓	✓	WS
27.02.1996	50140.314	0.166	0.165	✓	✓	WS
28.02.1996	50141.304	0.178	0.177	✓	✓	WS/HL
29.02.1996	50142.319	0.191	0.190	✓	✓	HL
01.03.1996	50143.300	0.203	0.202	✓	✓	HL
02.03.1996	50144.311	0.216	0.215	✓	✓	HL

weiter auf der nächsten Seite

Aufnahme-Datum	MJD	Phase 1 (Periastron)	Phase 2 (WR vor O)	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
03.03.1996	50145.311	0.228	0.227	✓	✓	HL
04.03.1996	50146.311	0.241	0.240	✓	✓	HL
05.03.1996	50147.283	0.253	0.252	✓	✓	HL
06.03.1996	50148.296	0.265	0.264	✓	✓	HL
07.03.1996	50149.300	0.278	0.277	✓	✓	HL
08.03.1996	50150.264	0.290	0.289	✓	✓	HL
09.03.1996	50151.287	0.303	0.302	✓	✓	HL
11.03.1996	50153.298	0.328	0.327	✓	✓	HL
12.03.1996	50154.293	0.340	0.339	✓	✓	HL
13.03.1996	50155.283	0.352	0.351	✓	✓	HL
14.03.1996	50156.296	0.365	0.364	✓	✓	HL
15.03.1996	50157.284	0.377	0.376	✓	✓	HL
16.03.1996	50158.257	0.389	0.388	✓	✓	HL
17.03.1996	50159.261	0.402	0.401	✓	✓	HL/TR
18.03.1996	50160.327	0.415	0.414	✓	✓	TR
19.03.1996	50161.254	0.427	0.426	✓	✓	TR
20.03.1996	50162.280	0.440	0.439	✓	✓	TR
22.03.1996	50164.273	0.464	0.463	✓	✓	TR
23.03.1996	50165.278	0.477	0.476	✓	✓	TR
24.03.1996	50166.274	0.489	0.488	✓	✓	TR
25.03.1996	50167.249	0.501	0.500	✓	✓	TR
26.03.1996	50168.251	0.514	0.513	✓	✓	TR
27.03.1996	50169.226	0.526	0.525	✓	✓	TR
28.03.1996	50170.248	0.539	0.538	✓	✓	TR
29.03.1996	50171.265	0.551	0.550	✓	✓	TR
30.03.1996	50172.246	0.564	0.563	✓	✓	TR
31.03.1996	50173.243	0.576	0.575	✓	✓	TR
01.04.1996	50174.203	0.588	0.587	✓	✓	TR/TD
02.04.1996	50175.257	0.601	0.600	✓	✓	TD
06.04.1996	50179.289	0.651	0.650	✓	✓	TD
07.04.1996	50180.239	0.663	0.662	✓	✓	TD
08.04.1996	50181.267	0.676	0.675	✓	✓	TD
09.04.1996	50182.214	0.688	0.687	✓	✓	TD
10.04.1996	50183.236	0.700	0.699	✓	✓	TD
11.04.1996	50184.210	0.713	0.712	✓	✓	TD
12.04.1996	50185.246	0.725	0.724	✓	✓	TD
13.04.1996	50186.246	0.738	0.737	✓	✓	JP
14.04.1996	50187.202	0.750	0.749	✓	✓	JP
15.04.1996	50188.215	0.762	0.761	✓	✓	JP
16.04.1996	50189.226	0.775	0.774	✓	✓	JP
17.04.1996	50190.219	0.787	0.786	✓	✓	JP
18.04.1996	50191.210	0.800	0.799	✓	✓	JP
19.04.1996	50192.199	0.812	0.811	✓	✓	JP
20.04.1996	50193.195	0.824	0.823	✓	✓	JP
25.04.1996	50198.208	0.887	0.886	✓	✓	JP
27.04.1996	50200.199	0.912	0.911	✓	✓	JP

Aufnahme-Datum	MJD	Phase 1 (Periastron)	Phase 2 (WR vor O)	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
28.04.1996	50201.172	0.924	0.923	✓	✓	JP
29.04.1996	50202.204	0.936	0.935	✓	✓	JP
30.04.1996	50203.173	0.949	0.948	✓	✓	JP
01.05.1996	50204.202	0.961	0.960	✓	✓	JP

A.1.2 FEROS Dezember 1998/Januar 1999 (Guaranteed Time I)

Aufnahme-Datum	MJD	Phase 1 (Periastron)	Phase 2 (WR vor O)	Beobachter
24.12.1998	51171.269	0.999	0.998	TS
25.12.1998	51172.295	0.012	0.011	TS
26.12.1998	51173.362	0.025	0.024	TS
27.12.1998	51174.371	0.038	0.037	TS
31.12.1998	51178.272	0.086	0.085	TS
05.01.1999	51183.374	0.150	0.149	TR/TS

A.2 γ^2 Velorum

A.2.1 HEROS-Kampagne April – Juni 1995

Aufnahme-Datum	MJD	Phase 1 (Periastron)	Phase 2 (WR vor O)	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
14.04.1995	49821.043	0.193	0.582	—	✓	HM/IJ
15.04.1995	49822.022	0.206	0.594	—	✓	HM/IJ
15.04.1995	49822.999	0.218	0.607	—	✓	HM/IJ
16.04.1995	49823.981	0.231	0.619	—	✓	HM/IJ
17.04.1995	49824.982	0.243	0.632	—	✓	HM/IJ
18.04.1995	49825.970	0.256	0.645	—	✓	HM/IJ
19.04.1995	49826.981	0.269	0.657	—	✓	HM/IJ
21.04.1995	49828.046	0.282	0.671	✓	✓	IJ
22.04.1995	49829.003	0.294	0.683	✓	✓	IJ
23.04.1995	49830.000	0.307	0.696	✓	✓	IJ
24.04.1995	49831.094	0.321	0.710	✓	✓	IJ
25.04.1995	49832.004	0.333	0.721	✓	✓	IJ
25.04.1995	49832.990	0.345	0.734	✓	✓	IJ
28.04.1995	49835.998	0.384	0.772	✓	✓	IJ/TG

weiter auf der nächsten Seite

Aufnahme-Datum	MJD	Phase 1 (Periastron)	Phase 2 (WR vor O)	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
30.04.1995	49837.014	0.396	0.785	✓	✓	IJ/TG
01.05.1995	49838.008	0.409	0.798	✓	✓	IJ/TG
02.05.1995	49839.003	0.422	0.811	✓	✓	TG
03.05.1995	49840.022	0.435	0.824	✓	✓	TG
04.05.1995	49841.002	0.447	0.836	✓	✓	TG
04.05.1995	49841.988	0.460	0.849	✓	✓	TG
06.05.1995	49843.041	0.473	0.862	✓	✓	TG
06.05.1995	49843.990	0.485	0.874	✓	✓	TG
07.05.1995	49844.984	0.498	0.887	✓	✓	TG
08.05.1995	49845.981	0.511	0.899	✓	✓	TG
09.05.1995	49846.979	0.523	0.912	✓	✓	TG
10.05.1995	49847.979	0.536	0.925	✓	✓	TG
13.05.1995	49850.989	0.574	0.963	✓	✓	TG/JP
15.05.1995	49852.020	0.588	0.976	✓	✓	TG/JP
15.05.1995	49852.995	0.600	0.989	✓	✓	TG/JP
18.05.1995	49855.053	0.626	0.015	✓	✓	JP/TG
19.05.1995	49856.970	0.651	0.039	✓	✓	JP
20.05.1995	49857.975	0.663	0.052	✓	✓	JP
21.05.1995	49858.993	0.676	0.065	✓	✓	JP
22.05.1995	49859.971	0.689	0.078	✓	✓	JP
23.05.1995	49860.969	0.702	0.090	✓	✓	JP
25.05.1995	49862.009	0.715	0.104	✓	✓	JP
25.05.1995	49862.972	0.727	0.116	✓	✓	JP
26.05.1995	49863.969	0.740	0.128	✓	✓	JP
27.05.1995	49864.970	0.752	0.141	✓	✓	JP
28.05.1995	49865.969	0.765	0.154	✓	✓	JP
29.05.1995	49866.963	0.778	0.167	✓	✓	JP
30.05.1995	49867.966	0.791	0.179	✓	✓	JP
31.05.1995	49868.988	0.804	0.192	✓	✓	JP
01.06.1995	49869.955	0.816	0.205	✓	✓	JP
02.06.1995	49870.960	0.829	0.217	✓	✓	JP

A.2.2 HEROS-Kampagne Januar – Mai 1996

Aufnahme-Datum	MJD	Phase 1 (Periastron)	Phase 2 (WR vor O)	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
19.01.1996	50101.162	0.760	0.149	✓	✓	AK/BW
20.01.1996	50102.156	0.773	0.162	✓	✓	AK/BW
21.01.1996	50103.156	0.786	0.174	✓	✓	AK/BW
22.01.1996	50104.152	0.798	0.187	✓	✓	AK/BW
23.01.1996	50105.168	0.811	0.200	✓	✓	AK/BW
24.01.1996	50106.157	0.824	0.212	✓	✓	AK/BW
25.01.1996	50107.148	0.836	0.225	✓	✓	AK
26.01.1996	50108.143	0.849	0.238	✓	✓	AK
27.01.1996	50109.149	0.862	0.251	✓	✓	AK

weiter auf der nächsten Seite

weiter auf der nächsten Seite

Aufnahme-Datum	MJD	Phase 1 (Periastron)	Phase 2 (WR vor O)	blauer Kanal	roter Kanal	Beobachter
15.03.1996	50157.121	0.473	0.861	✓	✓	HL
16.03.1996	50158.095	0.485	0.874	✓	✓	HL
17.03.1996	50159.099	0.498	0.887	✓	✓	HL/TR
18.03.1996	50160.129	0.511	0.900	✓	✓	TR
19.03.1996	50161.096	0.523	0.912	✓	✓	TR
20.03.1996	50162.122	0.536	0.925	✓	✓	TR
21.03.1996	50163.189	0.550	0.939	✓	✓	TR
22.03.1996	50164.119	0.562	0.951	✓	✓	TR
23.03.1996	50165.099	0.574	0.963	✓	✓	TR
24.03.1996	50166.114	0.587	0.976	✓	✓	TR
25.03.1996	50167.098	0.600	0.989	✓	✓	TR
26.03.1996	50168.103	0.613	0.001	✓	✓	TR
27.03.1996	50169.021	0.624	0.013	✓	✓	TR
28.03.1996	50170.100	0.638	0.027	✓	✓	TR
29.03.1996	50171.102	0.651	0.040	✓	✓	TR
30.03.1996	50172.087	0.663	0.052	✓	✓	TR
31.03.1996	50173.046	0.675	0.064	✓	✓	TR
01.04.1996	50174.054	0.688	0.077	✓	✓	TR/TD
02.04.1996	50175.106	0.702	0.090	✓	✓	TD
06.04.1996	50179.135	0.753	0.142	✓	✓	TD
07.04.1996	50180.074	0.765	0.154	✓	✓	TD
08.04.1996	50181.072	0.778	0.166	✓	✓	TD
09.04.1996	50182.064	0.790	0.179	✓	✓	TD
10.04.1996	50183.083	0.803	0.192	✓	✓	TD
11.04.1996	50184.058	0.816	0.204	✓	✓	TD
12.04.1996	50185.092	0.829	0.218	✓	✓	TD
13.04.1996	50186.101	0.842	0.231	✓	✓	TD
14.04.1996	50187.057	0.854	0.243	✓	✓	JP
15.04.1996	50188.071	0.867	0.256	✓	✓	JP
16.04.1996	50189.080	0.880	0.268	✓	✓	JP
17.04.1996	50190.074	0.892	0.281	✓	✓	JP
18.04.1996	50191.067	0.905	0.294	✓	✓	JP
19.04.1996	50192.055	0.918	0.306	✓	✓	JP
20.04.1996	50193.052	0.930	0.319	✓	✓	JP
21.04.1996	50194.084	0.943	0.332	✓	✓	JP
22.04.1996	50195.082	0.956	0.345	✓	✓	JP
23.04.1996	50196.070	0.969	0.357	✓	✓	JP
24.04.1996	50197.091	0.982	0.370	✓	✓	JP
25.04.1996	50198.066	0.994	0.383	✓	✓	JP
26.04.1996	50199.036	0.006	0.395	✓	✓	JP
27.04.1996	50200.056	0.019	0.408	✓	✓	JP
28.04.1996	50201.028	0.032	0.421	✓	✓	JP
29.04.1996	50202.062	0.045	0.434	✓	✓	JP
30.04.1996	50203.026	0.057	0.446	✓	✓	JP
01.05.1996	50204.059	0.070	0.459	✓	✓	JP

A.3 HD 5980

A.3.1 FEROS Oktober 1998 – Januar 1999 (Commissioning/Guaranteed Time I)

Aufnahme-Datum	MJD	Phase 1 (Periastron)	Phase 2 (A vor B)	Beobachter
08.10.1998	51094.298	0.880	0.935	AK/ST
14.10.1998	51100.274	0.190	0.245	AK/ST
16.11.1998	51133.192	0.899	0.954	AK
21.11.1998	51138.013	0.149	0.204	AK
28.11.1998	51145.048	0.514	0.569	ST
03.12.1998	51150.009	0.772	0.827	ST/AK
27.12.1998	51174.026	0.019	0.073	TS
29.12.1998	51176.054	0.124	0.179	TS
03.01.1999	51181.017	0.381	0.436	TS
05.01.1999	51183.026	0.486	0.541	TR/TS
07.01.1999	51185.063	0.592	0.646	TR
09.01.1999	51187.026	0.693	0.748	TR
11.01.1999	51189.014	0.797	0.851	TR
13.01.1999	51191.014	0.900	0.955	TR
15.01.1999	51193.032	0.005	0.060	AK/TR
19.01.1999	51197.035	0.213	0.268	AK

A.3.2 FEROS Juli/August 1999 (Guaranteed Time II)

Aufnahme-Datum	MJD	Phase 1 (Periastron)	Phase 2 (WR vor O)	Beobachter
15.07.1999	51374.418	0.420	0.475	OS
16.07.1999	51375.423	0.473	0.527	OS
20.07.1999	51379.402	0.679	0.734	JS
21.07.1999	51380.400	0.730	0.786	JS
22.07.1999	51381.404	0.783	0.838	JS
23.07.1999	51382.350	0.832	0.887	JS
24.07.1999	51383.357	0.884	0.939	JS
25.07.1999	51384.308	0.934	0.988	JS
26.07.1999	51385.333	0.987	0.042	AK/JS
27.07.1999	51386.390	0.042	0.096	AK
29.07.1999	51388.340	0.143	0.198	AK
30.07.1999	51389.383	0.197	0.252	AK
31.07.1999	51390.327	0.246	0.301	AK
01.08.1999	51391.330	0.298	0.353	AK
02.08.1999	51392.330	0.350	0.405	AK
03.08.1999	51393.369	0.404	0.459	AK
04.08.1999	51394.390	0.457	0.512	AK

Anhang B

Hochaufgelöste Spektren der Programmsterne

Im folgenden werden hochaufgelöste HEROS– (WR 22; γ^2 Vel) bzw. FEROS–Spektren (HD 5980) der Programmsterne gezeigt. Die wichtigsten Linien sind mit ihren Wellenlängen gekennzeichnet. Um möglichst viele Informationen der Spektren sichtbar zu machen, wurden unterschiedliche Dynamikbereiche im relativen Fluß gewählt.

Zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses fand eine Mittelung mehrerer Spektren statt. Dazu wurde bei den einzelnen Objekten unterschiedlich vorgegangen:

- Bei WR 22 wurden sämtliche HEROS–Spektren mit Hilfe der neuen Bahnelemente ins WR–Ruhesystem transformiert und anschließend gemittelt. Aus diesem Grunde erscheinen die starken interstellaren Absorptionslinien (Ca H+K, Na D₁ und D₂) stark verbreitert.
- Bei γ^2 Vel sind sowohl Linien des Wolf-Rayet–Sterns, als auch des Begleiters gut sichtbar. Aus diesem Grunde wurden nur fünf Spektren um die Phase 0.04 aus dem Jahre 1996 gemittelt, um ein künstliches Verbreitern der Linien zu vermeiden. Zu dieser Phase beträgt die Radialgeschwindigkeit beider Komponenten ca. 0 km s⁻¹.
- Ähnlich wie bei WR 22 ist auch das Spektrum von HD 5980 von nur einer Komponente dominiert. Mittels der in dieser Arbeit bestimmten Bahnelemente wurden sämtliche Beobachtungen im Zeitraum Juli bis August 1999 ins WR–Ruhesystem transformiert und anschließend gemittelt.

B.1 WR 22

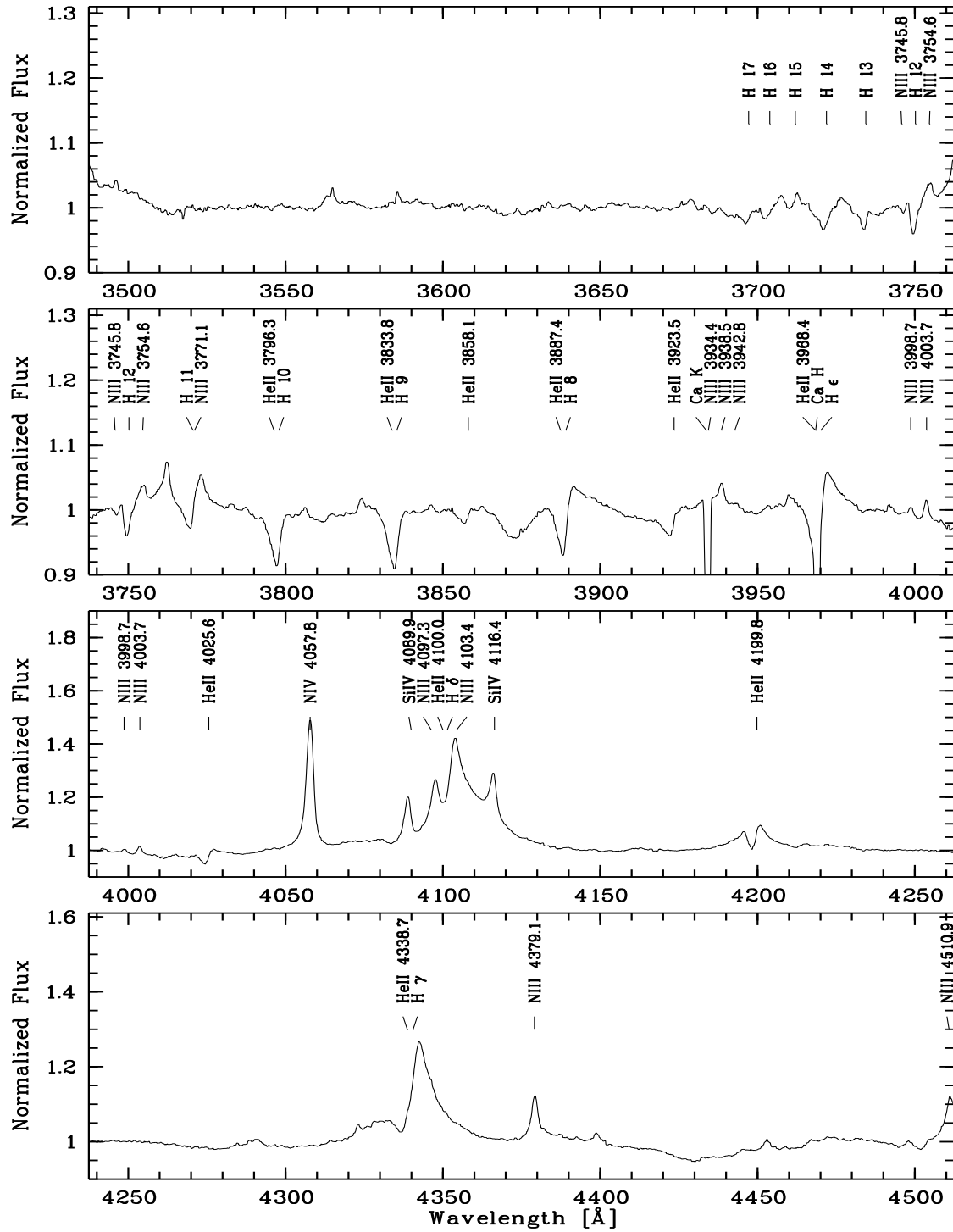


Abbildung B.1: Gemittetes Spektrum von WR 22 im Bereich von 3 500 bis 4 500 Å.

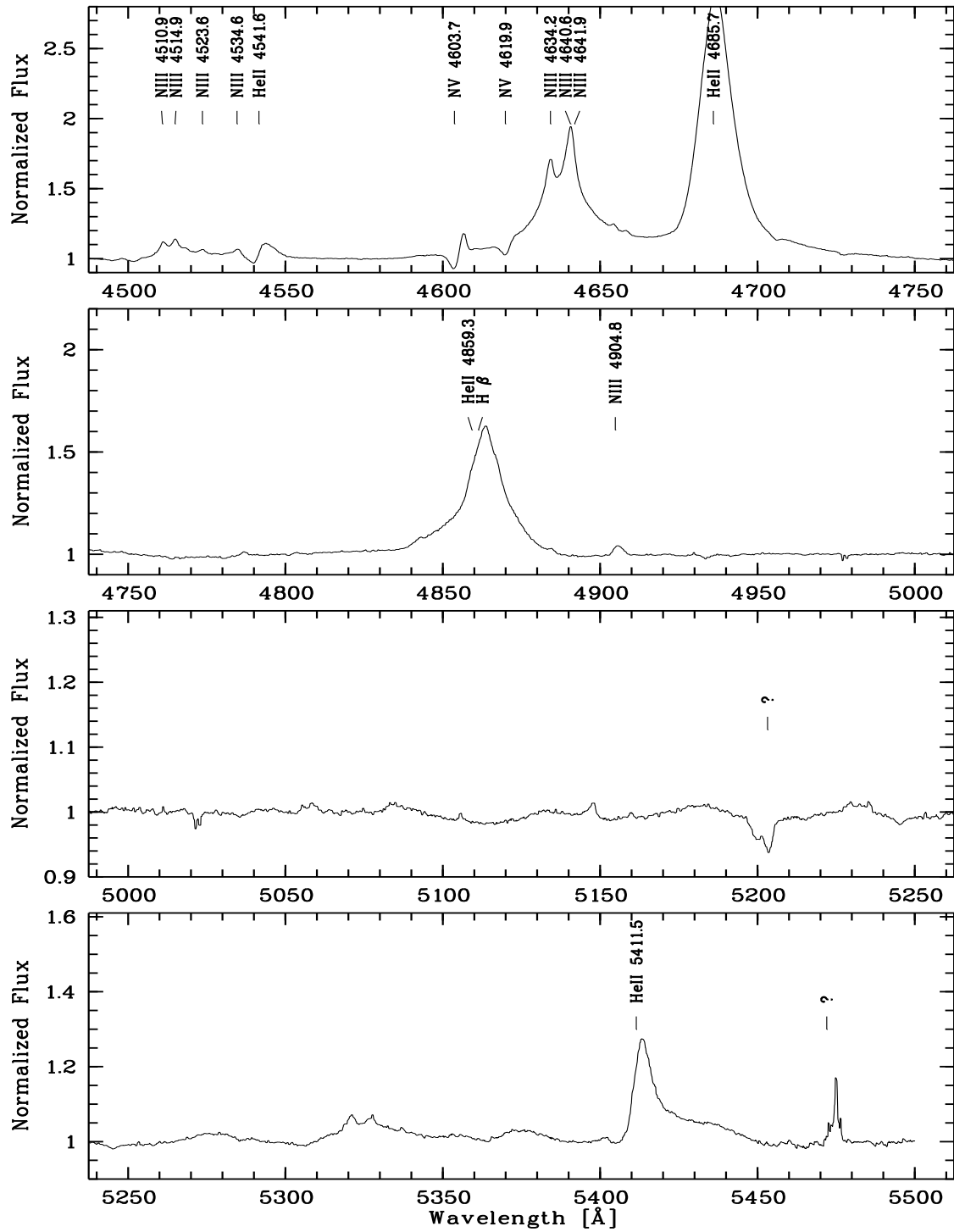


Abbildung B.2: Gemittetes Spektrum von WR 22 im Bereich von 4 500 bis 5 500 Å. Die maximale Intensität der He II $\lambda 4685.7$ Linie beträgt 2.9.

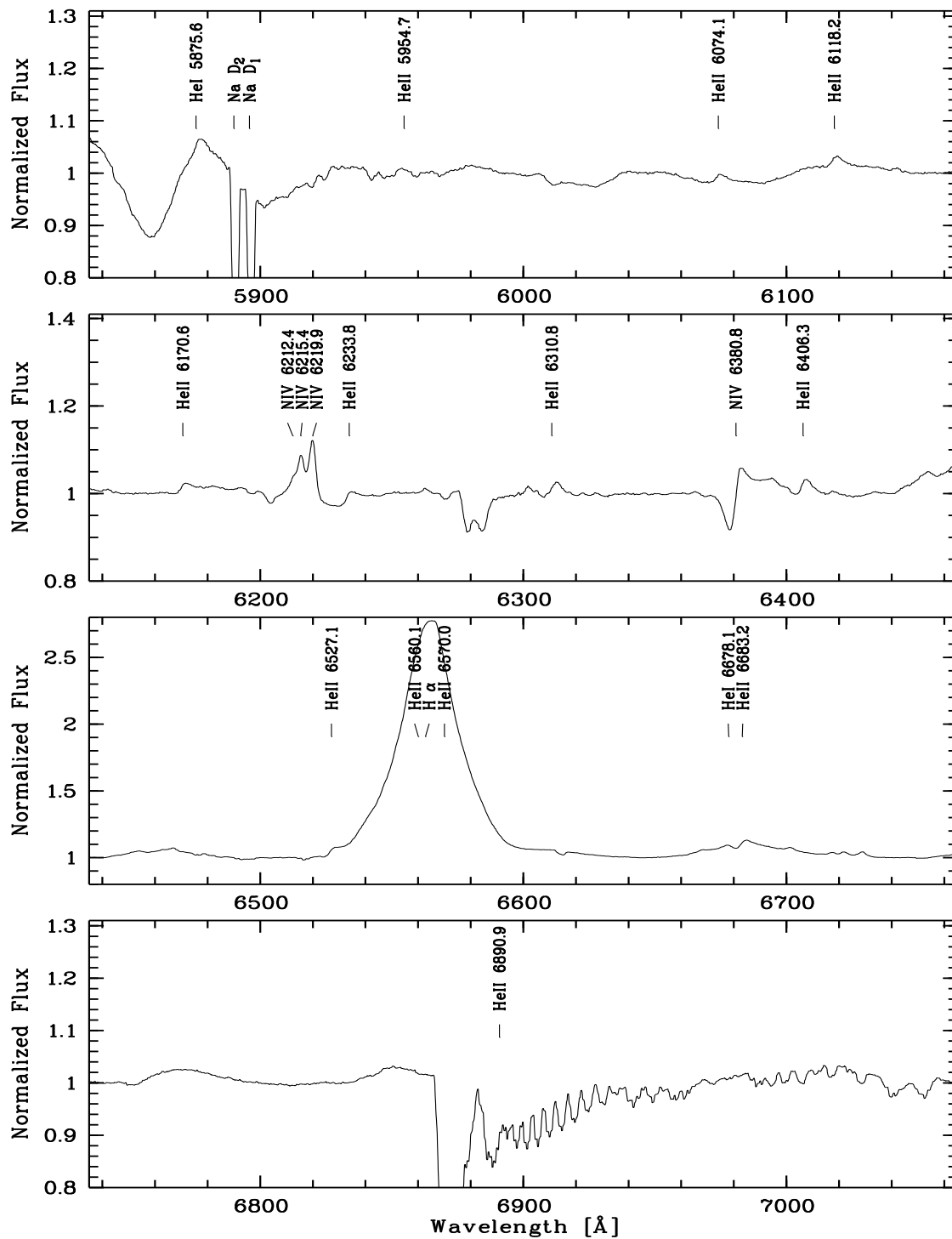


Abbildung B.3: Gemittetes Spektrum von WR 22 im Bereich von 5 850 bis 7 050 Å.

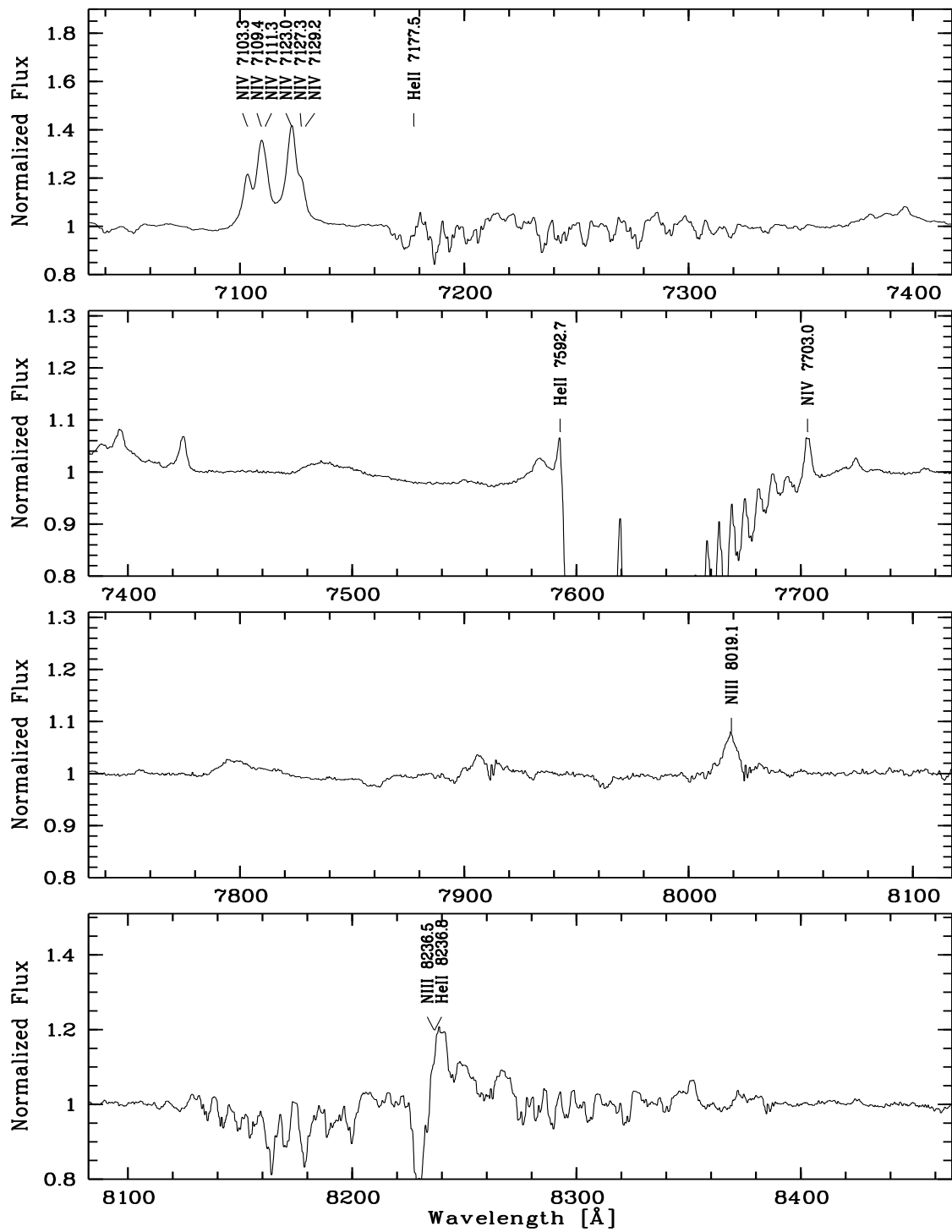


Abbildung B.4: Gemitteltetes Spektrum von WR 22 im Bereich von 7 050 bis 8 450 Å.

B.2 γ^2 Velorum

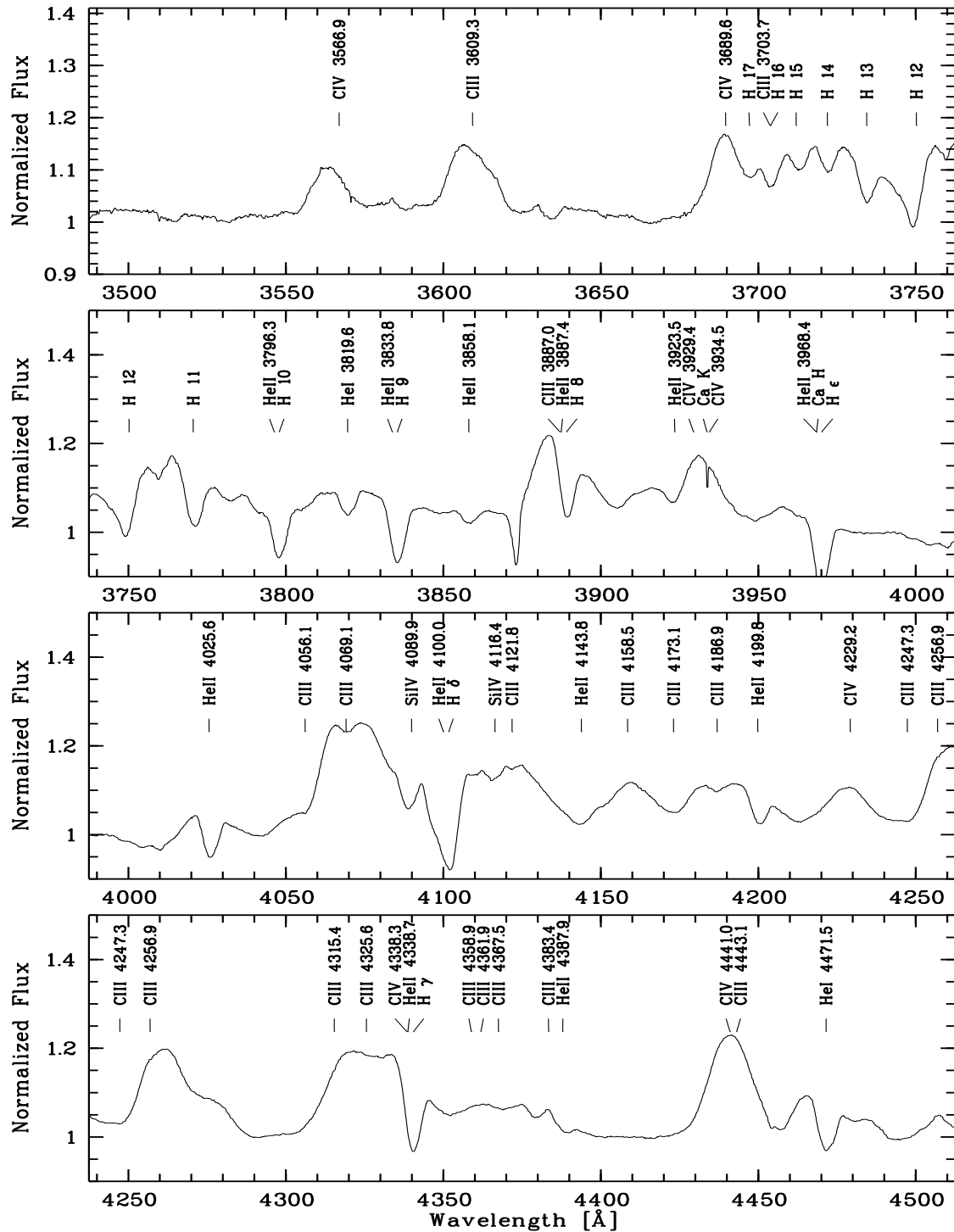


Abbildung B.5: Gemittetes Spektrum von γ^2 Vel im Bereich von 3 500 bis 4 500 \AA .

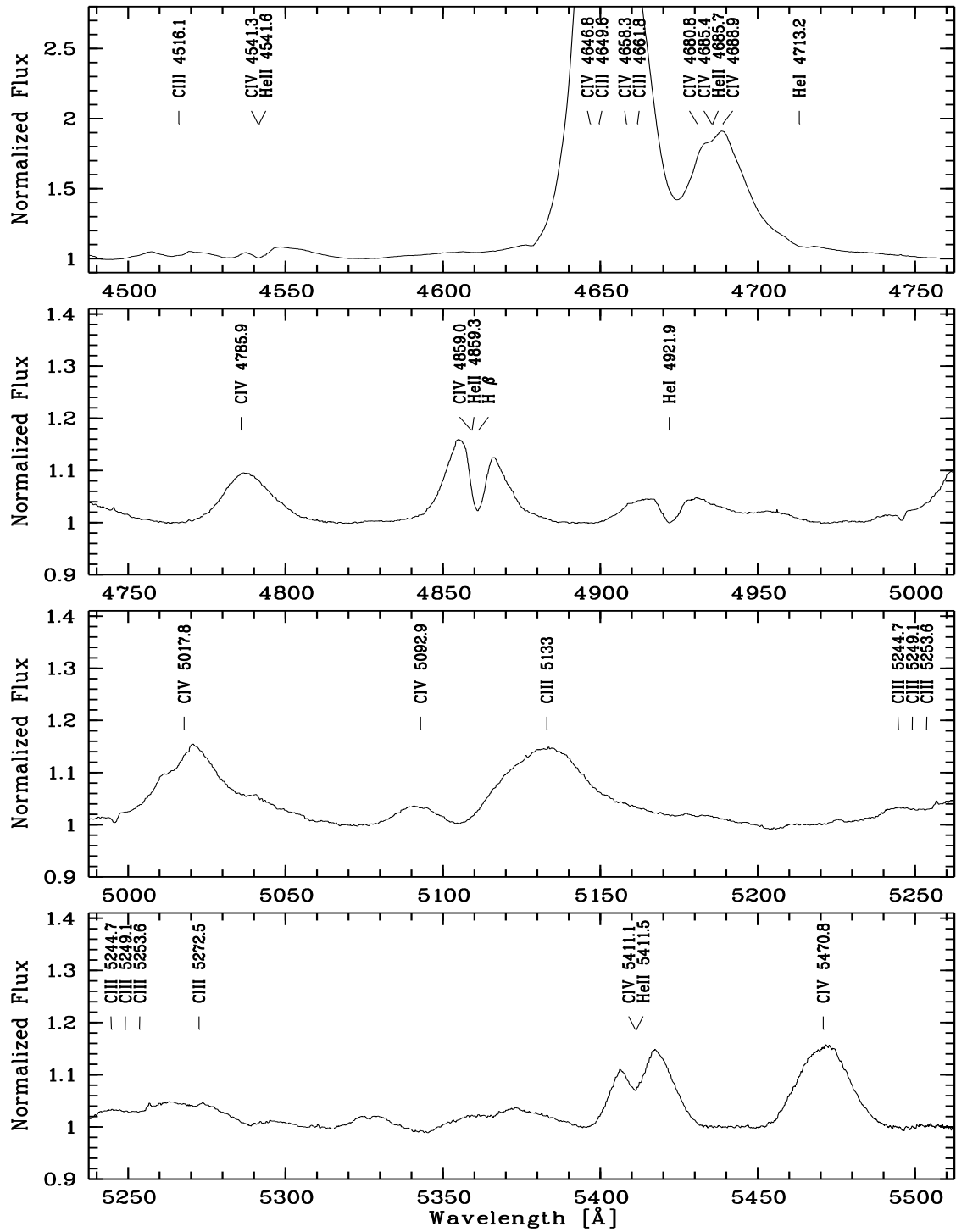


Abbildung B.6: Gemittetes Spektrum von γ^2 Vel im Bereich von 4 500 bis 5 500 Å. Die maximale Intensität des C III/IV $\lambda 4650$ Komplexes beträgt 4.2.

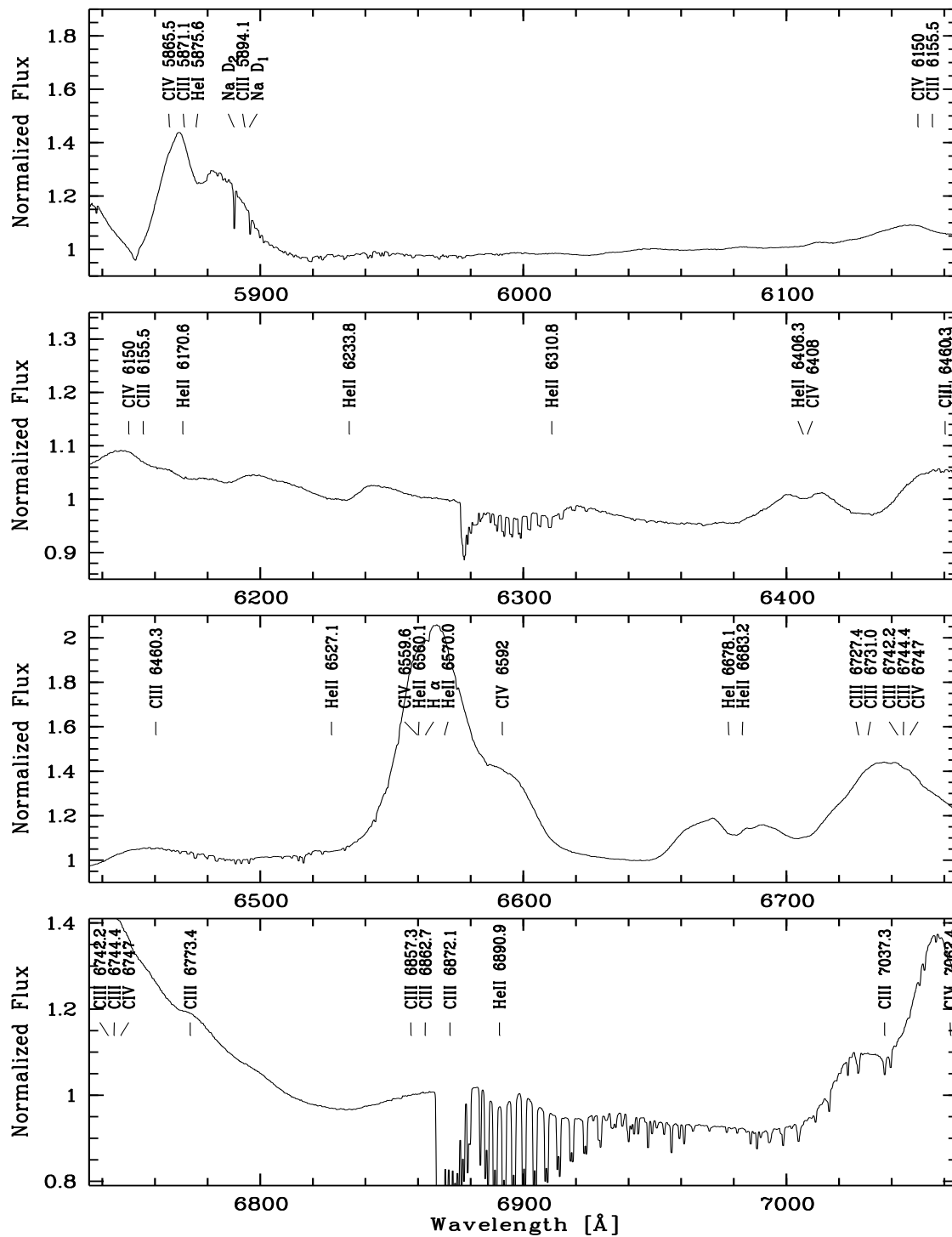


Abbildung B.7: Gemitteltes Spektrum von γ^2 Vel im Bereich von 5 850 bis 7 050 Å.

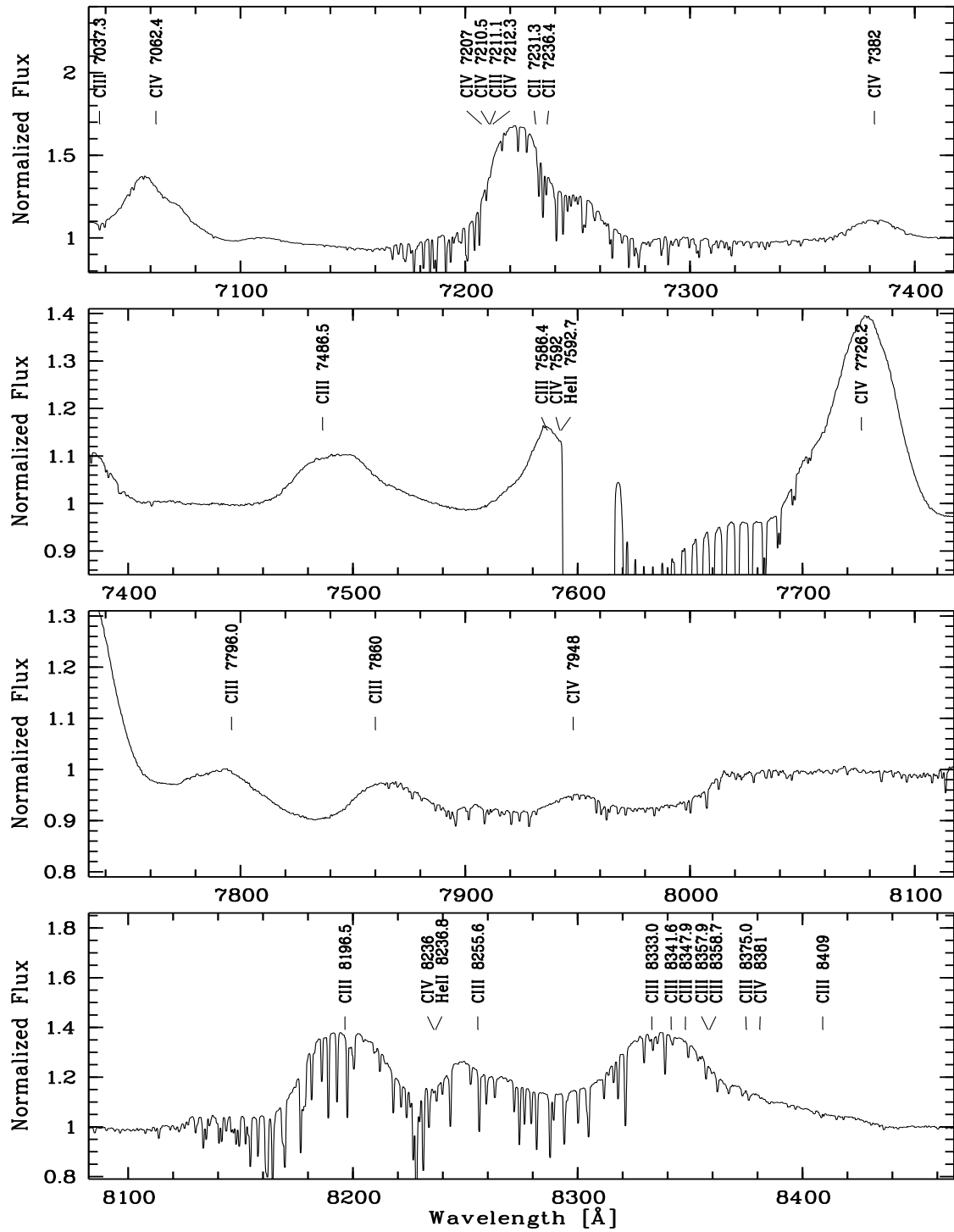


Abbildung B.8: Gemittetes Spektrum von γ^2 Vel im Bereich von 7 050 bis 8 450 Å.

B.3 HD 5980

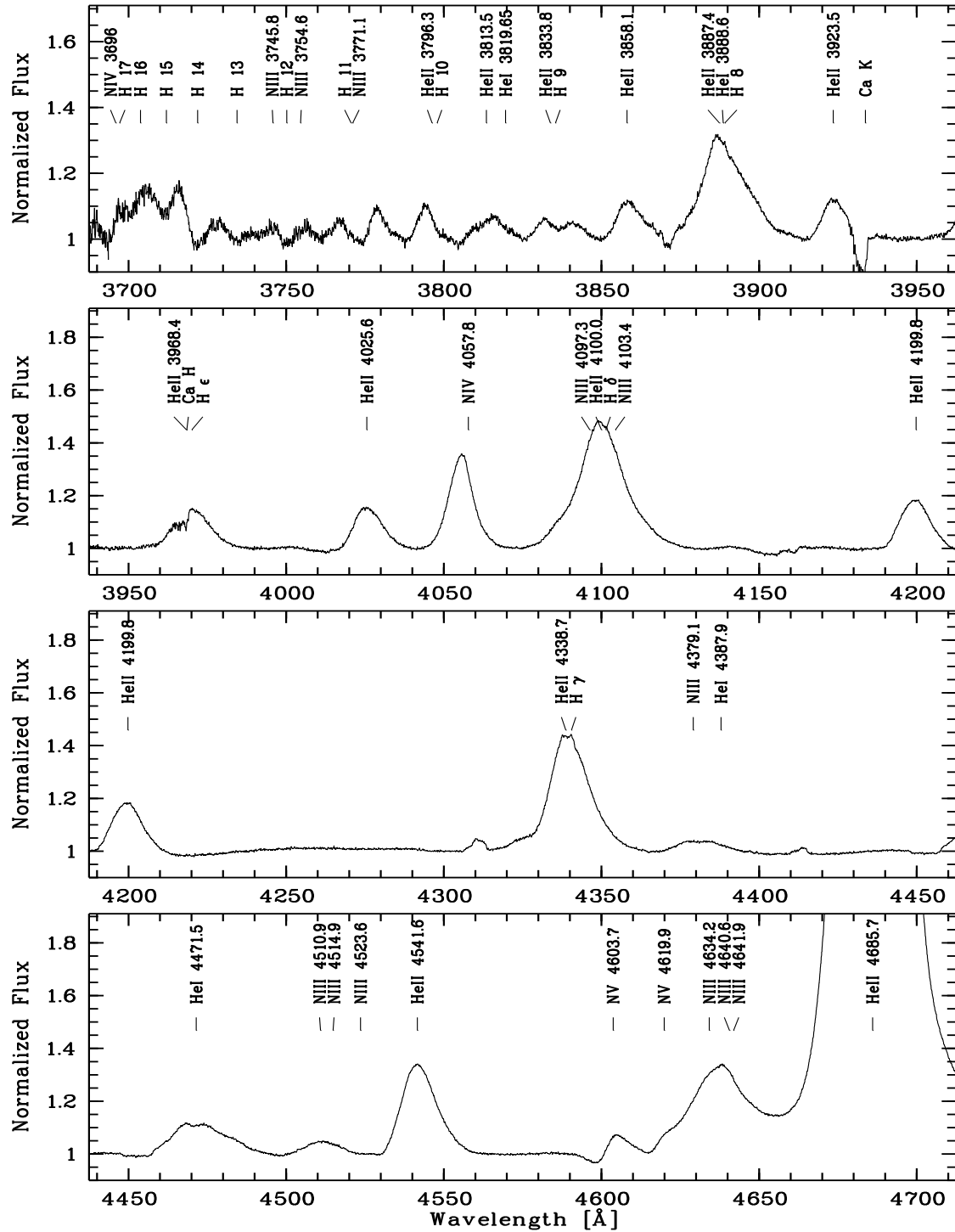


Abbildung B.9: Gemittetes Spektrum von HD 5980 im Bereich von 3 700 bis 4 700 Å. Die maximale Intensität der He II λ 4685.7-Emission beträgt 5.7.

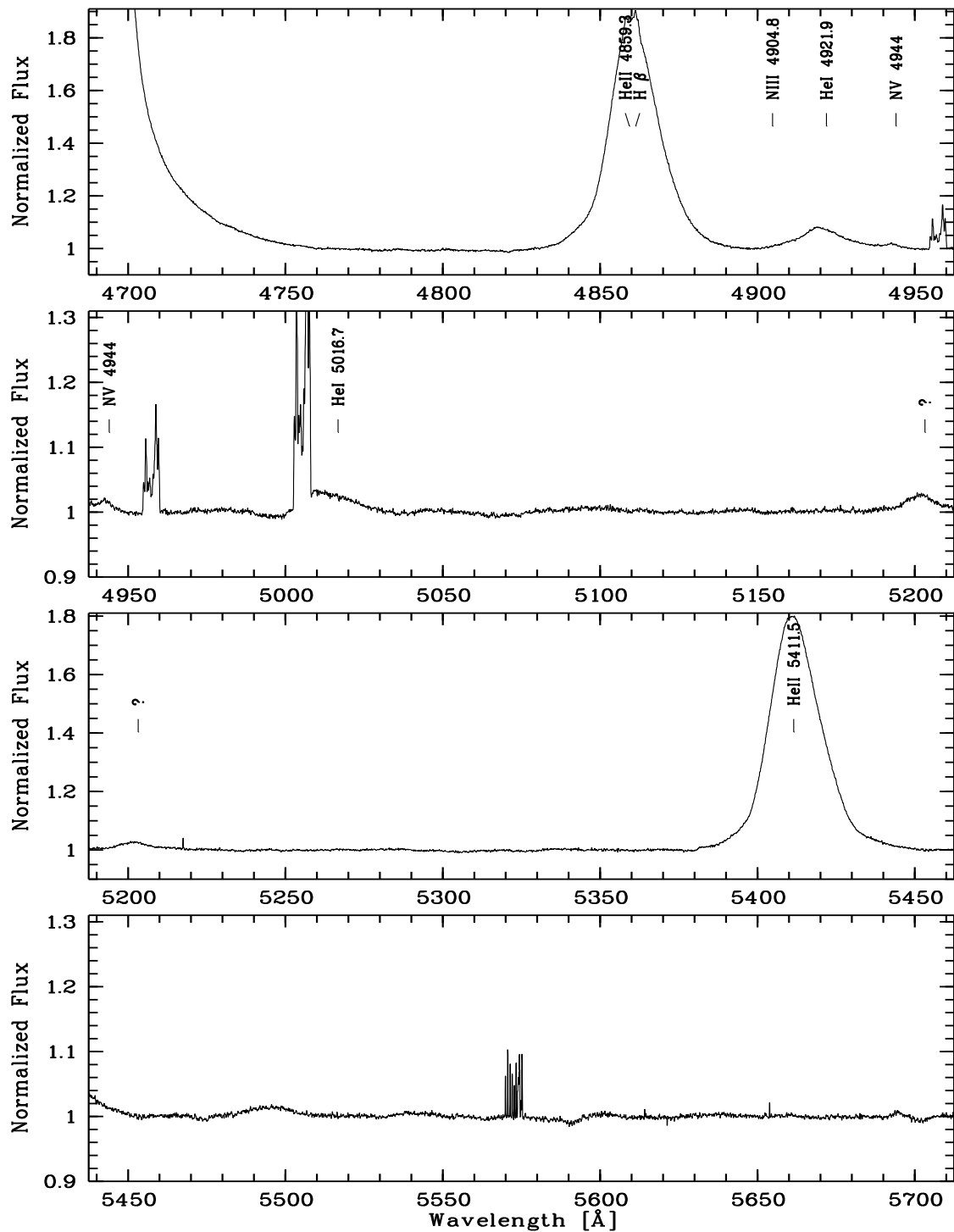


Abbildung B.10: Gemittetes Spektrum von HD 5980 im Bereich von 4 700 bis 5 700 Å. Die maximale Nebelin-
tensität der H β -Linie beträgt 2.0. Die auffälligen Strukturen bei 4 960 Å, 5 005 Å sowie 5 570 Å stammen von
Fehlstellen des CCD-Chips.

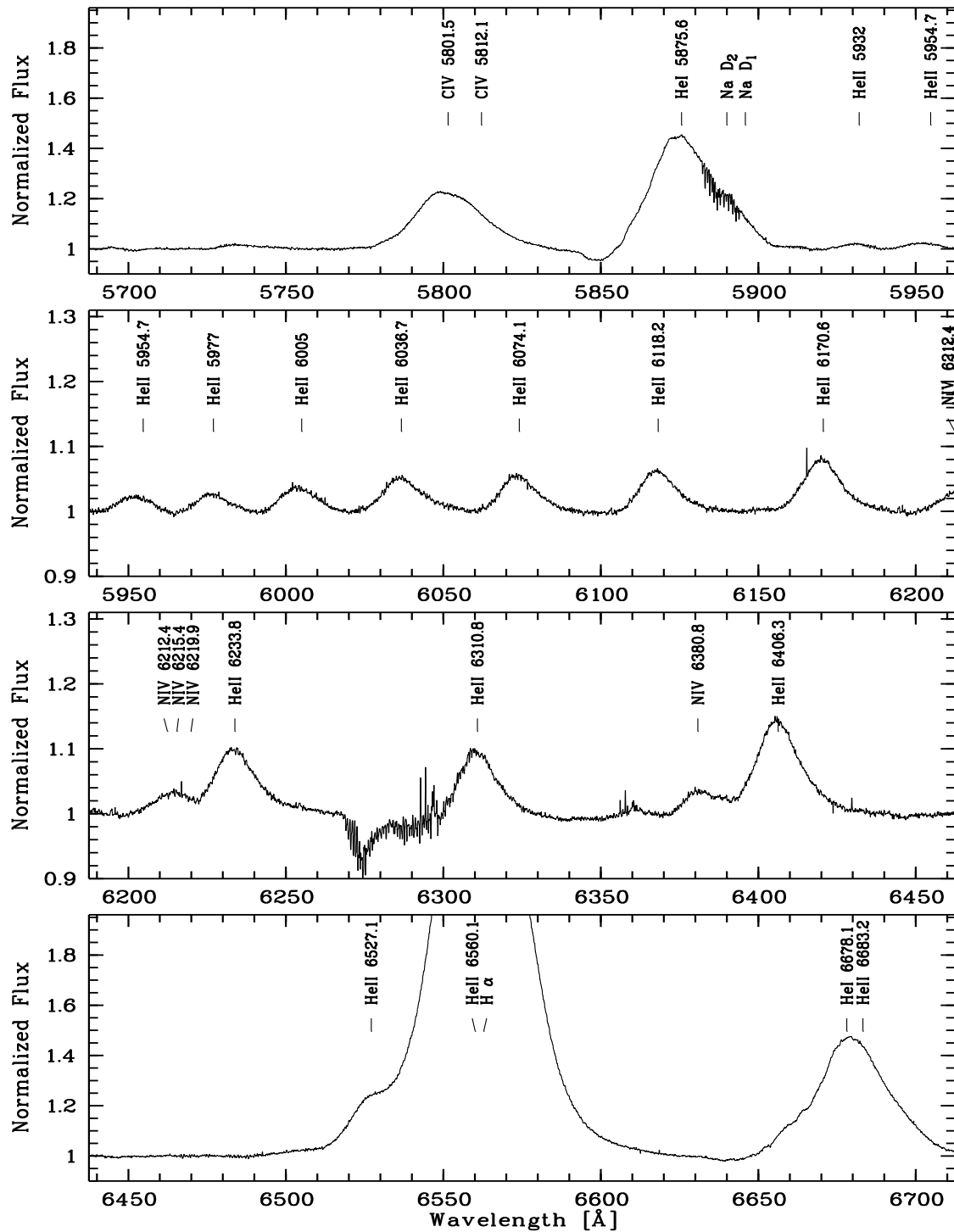


Abbildung B.11: Gemittetes Spektrum von HD 5980 im Bereich von 5 700 bis 6 700 Å. Die maximale Intensität der stellaren H α -Linie beträgt 3.3, die Nebellinie erreicht eine maximale Intensität von 4.5.

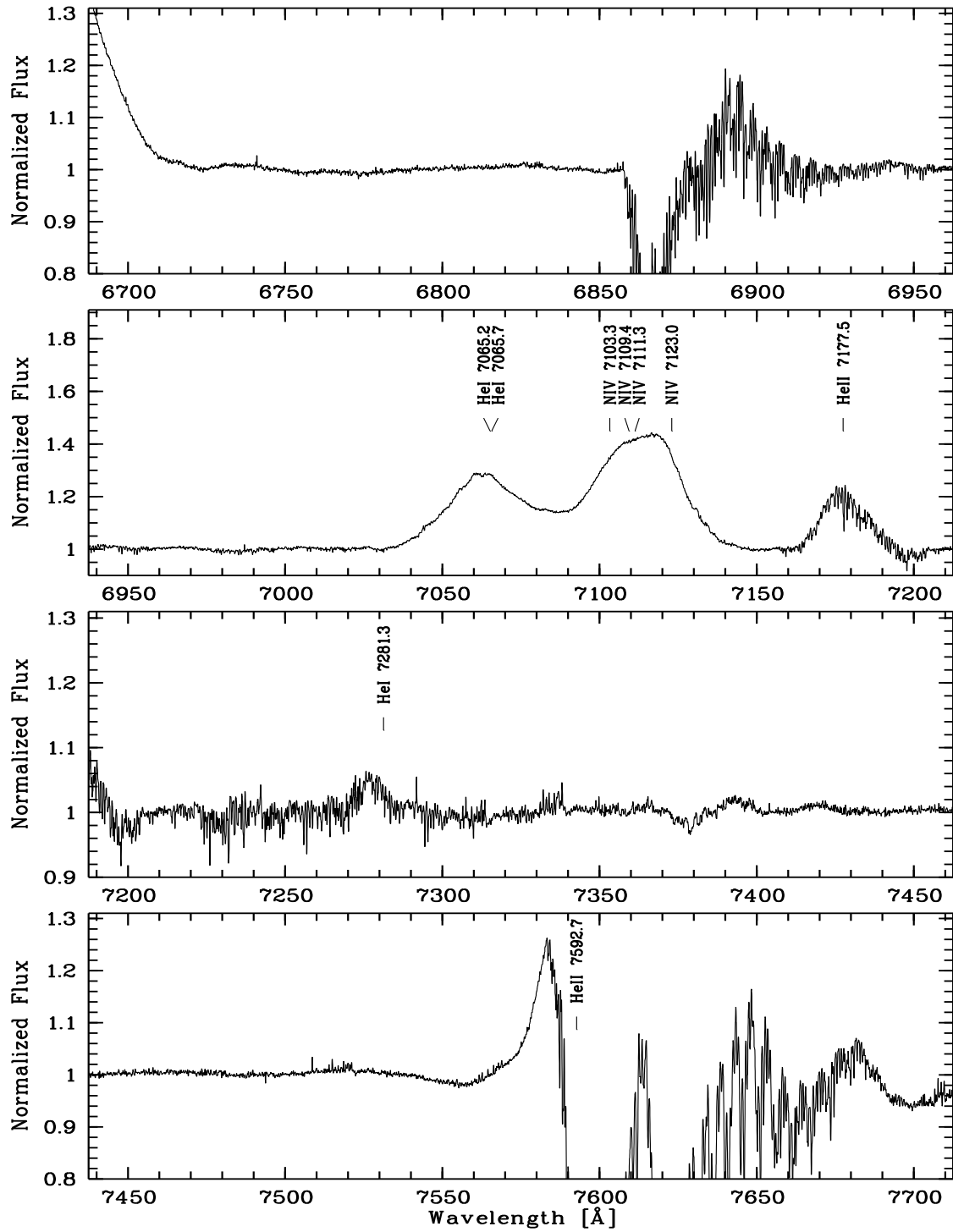


Abbildung B.12: Gemittetes Spektrum von HD 5980 im Bereich von 6 700 bis 7 700 Å.

Literaturverzeichnis

- Auer L.H., Koenigsberger G., 1994, ApJ 436,859
- Baade D., Schmutz W., van Kerkwijk M., 1990, A&A 240, 105
- Balona L.A., Egan J., Marang F., 1989, MNRAS 240, 103
- Barbá R.H., Niemela V.S., 1995. In: van der Hucht K.A. and Williams P.M. (eds.) Proc. IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colling Winds, Evolution. Kluwer, Dordrecht, p. 254
- Barbá R.H., Niemela V.S., Baume G., Vazquez R.A., 1995, ApJL 446, L23
- Barbá R.H., Niemela V.S., Morell N.I., 1997. In: Nota A. and Lamers H.J.G.L.M. (eds.), ASP Conf. Series Vol.120, Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition. ASP, San Francisco, p. 238
- Bertrand J.F., 1995. In: van der Hucht K.A., Williams P.M. (eds.) Proc. IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colling Winds, Evolution. Kluwer, Dordrecht, p. 248
- Breysacher J., 1997. In: Nota A. and Lamers H.J.G.L.M. (eds.), ASP Conf. Series Vol.120, Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition. ASP, San Francisco, p. 227
- Breysacher J., Perrier C., 1980, A&A 90, 207
- Breysacher J., Perrier C., 1991. In: van der Hucht K.A., Hidayat B. (eds.) Proc. IAU Symp. 143, Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies. Kluwer, Dordrecht, p. 229
- Breysacher J., Moffat A.F.J., Niemela V.S., 1982, ApJ 257, 116
- Brown J.C., McLean I.S., Emslie A.G., 1978, A&A 68, 415
- Brown J.C., Aspin C., Simmons J.F.L., McLean I.S., 1982, MNRAS 198, 787
- Castor D.C., Abbott D.C., Klein R.I., 1975, ApJ 195, 157
- Cherepashchuk A.M., Khaliullin K.H.F., Eaton J.A., 1984, ApJ 281, 774
- Conti P.S., 1976, Mém. Soc. Roy. Sci. Liège, 6e série, 9 193
- Conti P.S., Alschuler W.R., 1971, ApJ 170, 325
- Conti P.S., Niemela V.S., Walborn N.R., 1979, ApJ 228, 206
- Crowther P.A., Smith L.J., Hillier D.J., Schmutz W., 1995, A&A 293, 427
- de Koter A., Schmutz W., Lamers H.J.G.L.M., 1993, A&A 277, 51
- de Koter A., Heap S.R., Hubeny I., 1997, A&A 477, 792
- De Marco O., Schmutz W., 1999, A&A 345, 163
- De Marco O., Schmutz W., Crowther P.A., Hillier D.J., Dessart L., de Koter A., Schweickhardt J., 2000, A&A in preparation
- Eenens P.R.J., Williams P.M., 1994, MNRAS 269, 1082
- Eggen, O.J., 1980, ApJ 238, 627
- Eggen, O.J., 1983, AJ 88, 197
- Ganesh K.S., Bappu M.K.V., 1967, Kodaikanal Obs. Bull. Ser. A 183, 77
- Gascoigne S.C.B., 1954, Austr. J. Phys. Suppl. 17, No. 3
- Gill P.E., Murray W., 1978, SIAM J. of Num. An. 15, 977
- Gill P.E., Murray W., Wright M.H., 1981, Practical Optimization, Academic Press, London

- Gosset E., Remy M., Manfroid J., Vreux J.-M., Balona L.A., Sterken C., Franco G.A.P., 1991, *Inf. Bull. Var. Stars* 3571
- Hamann W.-R., Schwarz E., 1992, *A&A* 261, 523
- Hamann W.-R., Dünnebeil G., Koesterke L., Schmutz W., Wessolowski U., 1991, *A&A* 249, 443
- Hanbury-Brown R., Davis J., Herbinson-Evans D., Allen L.R., 1970, *MNRAS* 148, 103
- Heydari-Malayeri M., Rauw G., Esslinger O., Beuzit J.-L., 1997, *A&A* 322, 554
- Hillier D.J., 1987, *ApJS* 63, 947
- Hillier D.J., 1988, *ApJ* 327, 822
- Hillier D.J., Miller D.L., 1999, *ApJ* 519, 354
- Hoffmann M., Stift M.J., Moffat A.F.J., 1878, *PASP* 90, 101
- Hogg D.E., 1985. In: Hjellming R.M., Gibson D.M. (eds.) *Radio Stars*. Reidel, Dordrecht, 117
- Howarth I.D., Prinja R.K., 1989, *ApJS* 69, 527
- Howarth I.D., Schmutz W., 1992, *A&A* 261, 503
- Jones A., Sterken C., 1997, *The Journal of Astronomical Data* 3, 4 (on CD-ROM)
- Kaufer A., 1996, Dissertation, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg
- Kaufer A., 1998a, Variable circumstellar structure of luminous hot stars: the impact of spectroscopic long-term campaigns. In: Schielicke R.E. (ed.) *Reviews of Modern Astronomy Vol. 11*, Astronomische Gesellschaft, p. 177
- Kaufer A., 1998b, *Fiber Optics in Astronomy III*, ASP Conf. Series 152, 337
- Kaufer A., Stahl O., Wolf B., Gäng Th., Gummersbach C.A., Kovács J., Mandel H., Szeifert Th., 1996, *A&A* 305, 887
- Kaufer A., Stahl O., Wolf B., Fullerton A.W., Gäng Th., Gummersbach C.A., Jankovics I., Kovács J., Mandel H., Peitz J., Rivinius Th., Szeifert Th., 1997a, *A&A* 320, 273
- Kaufer A., Wolf B., Andersen J., Pasquini L., 1997b, *The Messenger* 89, 1
- Kaufer A., Stahl O., Tubbesing S., Nørregaard P., Avila G., Francois P., Pasquini L., Pizzella A., 1999, *The Messenger* 95, 8
- Khaliullin Kh.F., 1974, *SvA* 18, 229
- Koenigsberger G., Moffat A.F.J., St-Louis N., Auer L.H., Drissen L., Seggewiss W., 1994, *ApJ* 436, 301
- Koenigsberger G., Guinan E., Auer L., Georgiev L., 1995, *ApJL* 452, L107
- Koenigsberger G., Auer L.H., Georgiev L., Guinan E., 1998a, *ApJ* 496, 934
- Koenigsberger G., Peña M., Schmutz W., Ayala S., 1998b, *ApJ* 499, 889
- Lamers H.J.G.L.M., Maeder A., Schmutz W., Cassinelli J.P., 1991, *ApJ* 368, 538
- Langer N., 1989, *A&A* 220, 135
- Langer N., 1995. In: van der Hucht K.A., Williams P.M. (eds.) *Proc. IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colling Winds, Evolution*. Kluwer, Dordrecht, p. 15
- Langer N., Hamann W.-R., Lennon M., Najaroo f., Pauldrach A.W.A., Puls J., 1994, *A&A* 290, 819
- Leitherer C., Robert C., 1991, *ApJ* 377, 629
- Lühns S., 1997, *PASP* 109, 504
- Lundström I., Stenholm B., 1984, *A&AS* 58, 163
- Maeder A., 1999. In: van der Hucht K.A., Koenigsberger G., Eenens P.R.J. (eds.) *IAU Symp. 193, Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*. ASP, San Francisco, p. 177
- Maeder A., Zahn J.-P., 1998, *A&AS* 76, 427
- Massey P., 1981, *ApJ* 246, 153
- Mandel H., 1994, Fiber-linked echelle spectrographs. In: Sterken C., de Groot M. (eds.) *NATO ASI series C 436, The Impact of Long-Term Monitoring on Variable Star Research*, NATO ARW, Kluwer, Ghent, p. 303
- Mathys G., 1988, *A&AS* 76, 427

- Moffat A.F.J., 1977, A&A 57, 151
- Moffat A.F.J., 1999. In: van der Hucht K.A., Koenigsberger G., Eenens P.R.J. (eds.) IAU Symp. 193, Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies. ASP, San Francisco, p. 278
- Moffat A.F.J., Robert C., 1994, ApJ 421, 310
- Moffat A.F.J., Seggewiss W., 1977, A&A 54, 607
- Moffat A.F.J., Seggewiss W., 1978, A&A 58, 163
- Moffat A.F.J., Vogt N., Paquin G., Lamontagne R., Barrera L.H., 1986, AJ 91, 1386
- Moffat A.F.J., Koenigsberger G., Auer L.H., 1989, ApJ 344, 734
- Moffat A.F.J., Marchenko S.V., Bartzakos P., Niemela V.S., Cerruti M.A., Magalhães A.M., Balona L., St-Louis N., Seggewiss W., Lamontagne R., 1998, ApJ 497, 896
- Niemela V.S., 1973, PASP 85, 220
- Niemela V.S., 1979. In: Conti P.S. and de Loore C.W.H. (eds.) Proc. IAU Symp. 83, Mass Loss and Evolution of O-Type Stars. Reidel, Dordrecht, p. 291
- Niemela V.S., 1988. In: Blanco V.M. and Phillips M.M. (eds.), ASP Conf. Series Vol.1, Progress and Opportunities in Southern Hemisphere Optical Astronomy. ASP, San Francisco, p. 381
- Niemela V.S., Sahade J., 1980, ApJ 238, 244
- Niemela V.S., Barbá R., Morell N., Corti M., 1997. In: Nota A. and Lamers H.J.G.L.M. (eds.), ASP Conf. Series Vol.120, Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition. ASP, San Francisco, p. 222
- Pauldrach A., Puls J., Hummer D.G., Kudritzki R.P., 1985, A&A 148, 1
- Perrine C.D., 1920, ApJ 52, 39
- Pike C.D., Stickland D.J., Willis A., 1983, The Observatory 103, 154
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., 1992, Numerical Recipes in C., Cambridge University Press, Cambridge
- Rauw G., Vreux J.-M., Gosset E., Hutsemékers D., Magain P., Rochowicz K., 1996, A&A 306, 771
- Smith L.F., 1968, MNRAS 140, 409
- Schaerer D., Maeder A., 1992, A&A 263, 129
- Schaerer D., Schmutz W., Grenon M., 1997, ApJL 484, L153
- Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A., 1992, A&AS 96, 269
- Schmutz W., 1997, A&A 321, 268
- Schmutz W., Vacca W.D., 1991, A&A 248, 678
- Schmutz W., Schweickhardt J., Stahl O., Wolf B., Dumm T., Gäng Th., Jankovics I., Kaufer A., Lehmann H., Mandel H., Peitz J., Rivinius Th., 1997, A&A 328, 228
- Schnurr O., 1999, Diplomarbeit, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg
- Schweickhardt J., 1996, Diplomarbeit, Landessternwarte Königstuhl, Universität Heidelberg
- Schweickhardt J., Schmutz W., Stahl O., Szeifert Th., Wolf B., 1999a, A&A 347, 127
- Schweickhardt J., Schmutz W., Kaufer A., Stahl O., Wolf B., 1999b. In: van der Hucht K.A., Koenigsberger G., Eenens P.R.J. (eds.) IAU Symp. 193, Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies. ASP, San Francisco, p. 98
- Smith L.F., Meynet G., Mermilliod J.-C., 1994a, A&A 287, 835
- Smith L.F., Shara M.M., Moffat A.F.J., 1996, MNRAS 281, 163
- Smith L.J., Crowther P.A., Prinja R.K., 1994b, A&A 281, 833
- Stahl O., Mandel H., Wolf B., Gäng Th., Kaufer A., Kneer R., Szeifert Th., Zhao F., 1993, A&AS 99, 167
- Stahl O., Kaufer A., Wolf B., Gäng Th., Gummersbach C.A., Kovács J., Mandel H., Rivinius Th., Szeifert Th., Zhao F., 1995, The Journal of Astronomical Data 1, 3 (on CD-ROM)

- Stevens I.R., Corcoran M.F., Willis A.J., Skinner S.L., Pollock A.M.T., Nagase F., Koyama K., 1996, MNRAS 283, 589
- Sterken C., Breysacher J., 1997, A&A 328, 269
- Stickland D.J., Lloyd C., 1990, The Observatory 110, 1
- St-Louis N., 1996, Rev. Mex. Astron. Astrofís. (Ser. conf.) 5, 76
- St-Louis N., Drissen L., Moffat A.F.J., Bastien P., Tapia S., 1987, ApJ 322, 870
- St-Louis N., Moffat A.F.J., Drissen L., Bastien P., Robert C., 1988, ApJ 330, 286
- St-Louis N., Willis A.J., Stevens I.R., 1993, ApJ 415, 298
- van der Hucht K.A., 1992, A&AR 4, 123
- van der Hucht K.A., 1996, Ap&SS 238, 1
- van der Hucht K.A., 2000, *7th Catalogue of Galactic Wolf-Rayet stars*, in prep. (available at: <http://www.star.ucl.ac.uk/~hsn/hotcats.html>)
- van der Hucht K.A., Willis P.M. (eds.), 1995, IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution. Kluwer, Dordrecht
- van der Hucht K.A., Conit P.S., Lundström I., Stenholm B., 1981, Space Sci. Rev. 28, 227
- van der Hucht K.A., Hidayat B., Admiranto A.G., Supelli K.R., Doom C., 1988, A&A 199, 217
- van der Hucht K.A., Schrijver H., Stenholm B., et al., 1997, New Astronomy 2, 245
- van der Hucht K.A., Koenigsberger G., Eenens P.R.J. (eds.), 1999, IAU Symp. 193, Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies. ASP, San Francisco
- Vreux J.M., Detal A., Fraipont-Caro D., Gosset E., Rauw G. (eds.), 1996, Proc. 33rd Liège International Astrophysical Colloquium, Wolf-Rayet Stars in the framework of stellar evolution. Université de Liège, Liège
- Walder R., 1995. In: van der Hucht K.A., Williams P.M. (eds.) Proc. IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colling Winds, Evolution. Kluwer, Dordrecht, p. 420
- Willis A.J., 1991. In: van der Hucht K.A., Hidayat B. (eds.) Proc. IAU Symp. 143, Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies. Kluwer, Dordrecht, p. 265
- Willis A.J., 1996, Ap&SS 237, 145
- Willis A.J., 1999. In: van der Hucht K.A., Koenigsberger G., Eenens P.R.J. (eds.) IAU Symp. 193, Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies. ASP, San Francisco, p. 1
- Willis A.J., Schild H., Stevens I.R., 1995, A&A 298, 549
- Wolf B., Appenzeller I., Cassatella A., 1980, A&A 88, 15
- Wolf C.J.E., Rayet G., 1867, Comptes Rendues 65, 292

Abkürzungen

A&A	=	Astronomy and Astrophysics
A&AS	=	Astronomy and Astrophysics Supplement Series
A&AR	=	the Astronomy and Astrophysics Review
AJ	=	the Astronomical Journal
ApJ	=	the Astrophysical Journal
ApJL	=	the Astrophysical Journal Letters
ApJS	=	the Astrophysical Journal Supplement Series
Ap&SS	=	Astrophysics and Space Science
MNRAS	=	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
PASP	=	Publications of the Astronomical Society of the Pacific
SvA	=	Soviet Astronomy

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Personen beigetragen. An dieser Stelle möchte denjenigen danken, die besonderen Anteil daran haben:

Herrn Prof. Wolf für die Vergabe und die Betreuung des Themas und sein stetiges Interesse am Fortgang der Arbeit,

Herrn Prof. Wielen für die Erstellung des zweiten Gutachtens,

Herrn Prof. Appenzeller für die Möglichkeit, diese Arbeit an der Landessternwarte durchzuführen,

Werner Schmutz für die fruchtbaren e-mail-Diskussionen, die Überlassung vieler seiner Programme und die netten Aufenthalte in Zürich,

Hans Martin Schmid für die wertvollen Tips zu Doppelsternen, sein großes Interesse an dieser Arbeit und das sorgfältige Korrekturlesen,

Otmar Stahl, der für jedes auftretende Computerproblem in kürzester Zeit eine Lösung parat hatte,

Andreas Kaufer für sein Interesse an diesem Thema; diese Arbeit basiert teilweise auf seinen Ideen und Vorarbeiten,

Sascha Tubbesing für die Hilfen bei den Schaubildern,

den zahlreichen fleißigen Beobachtern (sie sind namentlich im Anhang A aufgeführt), die auf vielen Beobachtungskampagnen die Zeitserien gesammelt haben,

Holger Mandel für das angenehme Büroklima und für seine Fahrdienste,

allen Mitgliedern der *Hot Star Group* für die gute Zusammenarbeit und allen Mitarbeitern der Landessternwarte für das gute Arbeitsklima,

und vielen anderen ...

